
Princeton University Library
32101 043985975




VET
TES
TAM
EN
NOV
TAM
TVM
Dei
Sub Numine
Viget


Digitized by Google

ZEITSCHRIFT
FÜR
TECHNISCHE PHYSIK

HERAUSGEGEBEN
VON DER
**DEUTSCHEN GESELLSCHAFT
FÜR TECHNISCHE PHYSIK E. V.**

UNTER MITWIRKUNG
VON
DR. GEORG GEHLHOFF UND DR. HANS RUKOP

SCHRIFTLEITUNG:
DIPL.-ING. DR. WILHELM HORT

ERSTER JAHRGANG



1920

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG

Zeitschrift für technische Physik

1920 | Erster Jahrgang | Nr. 1

INHALT:

Zur Einführung.

Es besteht wohl kein Zweifel, daß die exakten Wissenschaften Physik, Chemie, Mathematik mit ihren Ursprüngen in der materiellen Tätigkeit des Menschen wurzeln, die im Zusammenhang mit der Kulturentwicklung auf die Erreichung technischer Ziele hinauslief.

So stehen z. B. die Nachrichten über die Hydrodynamik der Spätgriechen in Verbindung mit dem Bau von Feuerspritzen und Wasseruhren; ihre chemischen Kenntnisse über Stoffe wie Zinnober, Schwefelarsen und Bleiweiß waren bedingt durch die hochentwickelte antike Farben- und Emailindustrie, und, um auch das mathematische Gebiet zu streifen, waren es die ägyptischen Feldmesser, die sogenannten Seilspanner, die zum Abstecken rechter Winkel sich rationaler rechtwinkliger Dreiecke bedienten.

Die Entwicklung der exakten Disziplinen in den nun folgenden Jahrhunderten bis auf unsere Zeit ist als ein Klassifikations- und Systematisierungsprozeß zu betrachten, der im Laufe des 19. Jahrhunderts seinen Höhepunkt erreichte. Sein Ergebnis war für jede der drei Wissenschaften die Errichtung eines selbständigen Gebäudes, sichergestellt in den theoretischen Grundlagen und aufs beste ausgestattet für erfolgreiche weitere Forschungen.

Bei diesem Entwicklungsgang blieben die Beziehungen der sich immer mehr ins Abstrakte entfaltenden Wissenschaften zu den technischen Anwendungen wohl stets rege, jedoch zeitlich in sehr verschiedenem Grade.

Vor allem war es die Chemie, die stets in besonders enger Wechselwirkung mit dem industriellen Leben stand. Sie war eben von jeher in erster Linie Anwendungswissenschaft. Deshalb ist es im Grunde verwunderlich, daß sich erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts eine besondere Gesellschaft für angewandte Chemie, die Deutsche Bunsengesellschaft, aus der Deutschen Chemischen Gesellschaft losgelöst hat.

Dagegen widmete sich die physikalische Wissenschaft während der Dauer der letzten beiden Jahrhunderte fast ausschließlich der Entwicklung ihres theoretischen Stoffes und ihrer experimentellen Methoden.

Anwendung feinerer physikalischer Verfahren für technische Zwecke war selten und kam erst mit dem Aufstreben der Elektrotechnik und im Zusammenhang mit der optischen Industrie in stärkerem Maße zur Geltung, während die im Maschinen- und Bauwesen ausschließlich von Ingenieuren geübten exakten Verfahren ihrer im Grunde physikalischen Natur sich lange Zeit unbewußt blieben.

Gegen die Wende des 19. Jahrhunderts begann nun die Industrie, sich in stärkerem Maße zur rationellen Erreichung ihrer technischen Ziele verfeinerter physikalischer Methoden und auch selbständiger Forschungen zu bedienen, deren Durchführung ordnungsgemäß ausgebildeten Physikern übertragen wurde.

So entstand der Beruf des technischen Physikers, als dessen erste Vertreter wir heute rückschauend Männer wie Werner Siemens und Ernst Abbe erkennen.

Gleichzeitig durchschauen aber im Zusammenhang mit der Gründung zahlreicher Laboratorien für die Zwecke des Maschinen- und Bauwesens auch die Ingenieure wachsend mehr den Wert genauerer Untersuchungsmethoden, sie werden sozusagen physikalischer — H. Lorenz betitelt sein großes Handbuch ausdrücklich als „Technische Physik" — und so steht scheinbar ganz plötzlich der reinen Physik eine Schwesterwissenschaft gegenüber, fußend auf dem Boden unbegrenzter technischer Möglichkeiten und Besitz ergreifend von allen Gebieten und Methoden, die die ältere Schwester so sorgsam entwickelt hatte.

Ist die reine Physik wirklich die ältere Schwester? Diese Frage könnte wohl auch bis in die graueste Vorzeit eindringende historische Forschung nicht zweifelsfrei beantworten, wenn sie nicht nachweisen kann, ob das erste physikalische Experiment von einer materiellen Bedingtheit oder durch das freie Spiel der Gedanken dem Menschen eingegeben ward.

Wie dem auch sein möge, neben der reinen

steht heute die Technische Physik; sie hat ihre Lebensfähigkeit durch praktische Leistungen bereits voll erwiesen, und sie will nunmehr auch formell selbständig werden, um sich den Rahmen ihres wissenschaftlichen Tuns und Treibens selbst zu gestalten.

Dieser Rahmen soll die „Zeitschrift für technische Physik" werden, die sich heute mit ihrer ersten Nummer dem Leserkreise vorstellt und zu deren Einführung sich Herausgeber und Schriftleiter entschlossen haben, die allgemeine Zielrichtung ihrer Absichten und die Grundlagen ihres Arbeitsplanes ausführlich zu entwickeln.

Was ist technische Physik? Diese Frage muß zunächst in ihrem ganzen Umfange erfaßt und beantwortet werden. Ist es möglich, ein Gebiet geistiger Tätigkeit zu umgrenzen, welches den Namen einer technisch-physikalischen Wissenschaft in Anspruch zu nehmen berechtigt ist, sind diesem Gebiete allgemeine Grundsätze und Zielrichtungen eigen, die es von anderen Gebieten genügend unterscheiden, und besitzt es hinreichende Universalität und gegenseitige Verknüpfung seiner Teildisziplinen, so daß es ein logisch vollständiges und erkenntnistheoretisch entwicklungsfähiges System darstellt?

An der Aufstellung eines solchen Systemes hat die reine Physik mehrere Jahrhunderte gearbeitet, und niemand wird bestreiten, daß sie damit einen stolzen Bau aufgeführt hat, dessen Schönheit von der geistigen Zusammenarbeit aller Kulturnationen Kunde gibt. Jedenfalls liegt die Schönheit dieses Baues in der folgerichtigen Durchführung des wesentlichen Forschungsprinzips der Reinen Physik, jede Erscheinung ihres Bereichs in Reindarstellung, um eine Ausdrucksweise der Chemie anzuwenden, zu untersuchen, wodurch es gelingt, den Tatsachenstoff durch vergleichsweise einfach zu formulierende Gesetze zu erfassen. Und weiter ist charakteristisch an diesem Bau sein Werdegang, der so vielfach mit dem freien Spiel der Menschengedanken, oft auch mit dem reinen Zufall verknüpft ist. Galilei wurde durch das Nachdenken über die Schwankungen eines Kirchenkronleuchters auf seine Pendelgesetze geführt, und Röntgen fand die nach ihn benannten Strahlen durch das zufällige Aufleuchten eines Bariumplatincyanürschirmes.

Ganz anders stellen sich uns Forschungsgrundsätze und Werdegang der technischen Physik dar. Sie muß ausgehen von der Unmöglichkeit der Isolierung der physikalischen Einzelvorgänge bei technischen Prozessen, sie findet sich vielmehr stets einer Mehrzahl von Erscheinungs-Komponenten gegenüber, deren gegenseitige Bedingtheit und deren Vereinigung zu einer vorgeschriebenen Wirkung in erster Linie Gegenstand ihrer Untersuchungen sein muß. Und diese Untersuchungen unterliegen nicht dem Spiel des Zufalls oder der Gedanken, sondern dem Prinzip der ökonomischen Entwicklung in der menschlichen Kultur. Die Vorgänge in einer neuzeitlichen Hochleistungs-Glühlampe sind zu gleicher Zeit elektrischer, thermodynamischer, optischer und mechanischer Natur, und ihre Entwicklung wurde erst möglich, nachdem ihre Vorgängerinnen, von der Edisonlampe an, die tiefer liegenden Stufen der leuchttechnischen Wirtschaftlichkeit erklettert hatten. Und soll man daran erinnern, daß die Wärmeleitfähigkeit und Festigkeit eines Dampfmaschinenzylinders im Kampfe steht mit der thermisch-mechanischen Wirksamkeit des Energieträgers?

So besteht wohl kein größerer Gegensatz der allgemeinen Grundlagen zweier Wissenschaften wie der der technischen und der reinen Physik. Es gebricht an Raum, diese Gegensätzlichkeit durch alle Zweige der beiden Disziplinen hindurch zu verfolgen; tatsächlich gibt es kein Gebiet der reinen Physik mehr, das nicht von der technischen Entwicklung ergriffen wäre.

Schon seit zweitausend Jahren gibt es eine technische Mechanik und Hydrodynamik, wenn wir die Schriften von Archimedes und Heron recht verstehen. Auf diese primitiven Anfänge geht die Entwicklung der wissenschaftlichen Behandlung des Maschinen- und Bauwesens, sowie der Schiffbau- und Flugtechnik zurück, womit sich ohne weiteres erklärt, daß die technische Mechanik und Hydrodynamik von jeher fast ausschließlich der Bearbeitung durch Ingenieure unterstanden. Aber ihr neuester Entwicklungszweig, die technische Anwendung der Kreiseldynamik, vereinigt von neuem das wirksame Schaffen von Ingenieur und Physiker.

Im Mittelalter entsteht weiter die technische Optik im Zusammenhang mit der Spiegelindustrie; die Erkenntnis der sphärischen Aberration durch Roger Bacon (1290) ist ihre erste wissenschaftliche Leistung. Seitdem ist die Entwicklung von optischen Instrumenten immer weiter fortgeschritten und blieb wesentlich in den Händen der Physiker, auch dann, als sie sich zur Großindustrie des 19. Jahrhunderts ausbaute. Die allgemeinen Ziele aber der technischen Optik verzweigen sich heute nach den beiden Richtungen der Sehtechnik und der Leuchttechnik, von denen namentlich die letztere auch in engen Beziehungen zur technischen Thermodynamik der Strahlung und zur Elektizitätslehre steht.

Auf Galilei geht die Entstehung der technichen Festigkeitslehre zurück, die weiterhin im Zusammenhang mit molekulartheoretischen Betrachtungen in die Elastizitätslehre des 19. Jahrhunderts einmündete und so in letzter Linie zu den mathematischen Gebilden führte, die heute

ganz allgemein die Physik beherrschen, nämlich den partiellen Differentialgleichungen der Dynamik des Continuums. Gerade die Festigkeits- und Elastizitätslehre zeigen besonders deutlich den Unterschied zwischen reiner und technischer Physik, wenn man beobachtet, wie W. Voigt auf zierlichen Apparaten die Elastizität von Kristallen prüft, und wie A. Wöhler auf starken Maschinen die Festigkeit metallener Stäbe vieltausendfacher Wechselbeanspruchung unterwirft.

Die technische Wärmelehre ist ein Kind erst des 19. Jahrhunderts. Sie setzt dann ein, als der Begriff der Energie gefunden und zugleich der energetische Charakter der Wärme erkannt war. Und sofort greift ihre Anwendung im Maschinenwesen Platz und besonders Ingenieure tragen zu ihrer Weiterentwicklung bei. Gleichzeitig bleibt aber auch die reine Thermodynamik in lebhaftem Fluß, um schließlich mit der neuesten Lehre von den Strahlungsvorgängen Verknüpfung zu finden.

Nicht viel später als die Wärmelehre ersteht, fast plötzlich, die Elektrotechnik, zunächst als Telegraphiekunst, und bald darauf als Elektromaschinenbau. Ihre Entwicklung, die mit dem Namen von Werner Siemens eng verbunden ist, steht besonders lebhaft vor unserem geistigen Auge, und es scheint, daß bei ihr technische und physikalische Fermente in engerem Verein mit einander wirksam waren als bei den übrigen Disziplinen der technischen Physik. Und heute in vollster Entwicklung begriffen, steht sie vor Aufgaben, deren Lösung nur von der immer mehr verstärkten Wirksamkeit jener Fermente erwartet werden kann im Rahmen der technischen Elektrizitätslehre der nächsten Zukunft, die ihr Tätigkeitsfeld in Wasser, Luft und Erde und im leeren Raum sucht. Ihre jüngsten und noch besonders ausbildungsfähigen Zweige sind die telegraphische und telephonische Nachrichtenübermittlung mit Hilfe der elektromagnetischen Wellenenergie und die mannigfache Verwendung elektrischer und magnetischer Wirkungen in der Heilwissenschaft.

Soll man noch besonders hervorheben, daß die reine Physik auch ein Stiefkind hat, die Akustik, welches nach so sorgsamer Pflege durch Helmholtz nachträglich fast der Aussetzung anheimgefallen wäre, wenn nicht die Notwendigkeit der industriellen Entwicklung gebieterisch seine Errettung gefordert und ihm als technischer Akustik zu neuem Leben verholfen hätte? Sie hat die Wissenschaft der Sprech- und Hörtechnik, neuestens im Unterwassergebiete, in bemerkenswerter Weise gefördert, und sie behandelt heute neben diesen Zweigen alle die noch fast unbeantworteten Fragen der Raumakustik und die jedermann fühlbaren Schall- und Erschütterungsstörungen, die von neuzeitlichen Maschinenbetrieben ausgehen.

Und schließlich müssen wir noch von dem Kriegskind sprechen, der technischen Metallphysik, die ganz neue Wege der Metallschaffung und Behandlung beschreitet, weil durch den Krieg die Industrie aller Länder, besonders der Mittelmächte, in der Erlangung der von altersher verwendeten einfachen Metalle schwer beeinträchtigt war.

Schließt sich so der Kreis der technisch-physikalischen Disziplinen zu einem lückenlosen Gesamtbild zusammen, so ist damit auch der Stoff umschrieben, den unsere Zeitschrift zu pflegen haben wird. Ihre Spalten sollen sich Allem öffnen, was auf dem exakten Wege des Versuchs oder der theoretischen Forschung von seiten der technischen Anwendung der Physik geschaffen wird und zu ihrer Befruchtung und Förderung dient.

Sie ist sich dabei bewußt, daß sie von vornherein ebenso sehr die Anschauungsweise der eigentlichen technischen Physiker wie auch der der wissenschaftlich arbeitenden Ingenieure umfassen muß. Und sie setzt sich als Ziel, diese Anschauungsweisen, so weit sie noch verschieden sein sollten, einander mehr und mehr zu nähern und so der verderblichen Trennung und Spezialisierung zu steuern, die heute das technisch-wissenschaftliche Leben erfaßt hat.

Es ist verderblich, wenn heute der Wärmekraftmaschineningenieur den Elektrophysiker glaubt nicht mehr verstehen zu brauchen, weil die Dampfmaschine anders aussieht als das Galvanometer. Dem Tieferschauenden sollte nicht verborgen bleiben, daß allen technischen Vorgängen, mögen sie im einzelnen auch noch so verschiedenartig aussehen, doch stets ein Gemeinsames eigen ist, das ist ihr physikalischer Inhalt in seiner technischen und ökonomischen Bedingtheit.

Und dieser Inhalt ist es, der wie eine Dominante über der jeweiligen Konstruktionsform steht. Denn die letztere ist durchaus sekundär, primär ist die Erkenntnis des ihr innewohnenden physikalischen Vorganges und seiner Wirkungen.

Es ist sicher, daß diese Auffassung der Konstruktionsform im Verhältnis zu ihrem Inhalte vor zwanzig Jahren ganz anders gewertet worden ist. Damals überwog Betonung der Form zu ungunsten des geistigen Inhalts, wie wir heute erkennen müssen, vielleicht zum Schaden der Einheitlichkeit der geistigen Entwicklung der Technik. Denn nichts anderes als der Mangel an Geistigkeit ist es, der heute den Ruf nach Reformen auf dem Gebiete des technischen Unterrichtswesens ertönen läßt.

Zweifellos war es jene vorzugsweise Betonung des Konstruktiven, die an den Hochschulen die Vernachlässigung von Zweigen der technischen Physik zur Folge hatte, die heute wesentliche Bedeutung gewonnen haben und zu ihrer Pflege die Physiker der Universitäten heranholen mußten. Und es ist fast eine Ironie des Schicksals, wenn jetzt die in der Technik stehenden Physiker den Ruf erheben nach selbständigen physikalischen Abteilungen und technisch-physikalischen Lehrstühlen an den Hochschulen.

Es muß der Zukunft überlassen bleiben, wie diese Entwicklung weiter verlaufen wird. Jedenfalls hat die Zeitschrift für technische Physik die Absicht, bei dieser Entwicklung lebhaft mitzuwirken durch vielseitige, alle Zweige der exakten technisch-wissenschaftlichen Arbeit umfassende Stoffbehandlung, die bedingt ist durch die Würde und die Selbständigkeit einer wirklichen Wissenschaft.

Ihre Darbietungen werden stets so gehalten sein, daß Physiker und Ingenieure einander verstehen und sich in die beiderseitigen Gedankenkreise immer mehr einleben.

Besonderen Wert wird sie legen auf zusammenfassende Berichte, die die Entwicklung und Bedeutung größerer Gebiete behandeln und zu den Nachbardisziplinen in lebensvolle Verbindung bringen; auch wird hierbei nicht vergessen werden, wichtige Fortschritte der reinen Physik in das Berichtsprogramm einzubeziehen.

Ferner wird sie selbstverständlich auch Originalarbeiten die gebührende Aufnahme gewähren, um von der Weiterentwicklung der technisch-physikalischen Wissenschaft dem Leserkreise unmittelbare Kenntnis zu geben.

Unerläßlich wird es weiter sein, entsprechend der ökonomischen Eigenart ihres Wirkungsgebietes, gelegentlich der Erörterung patentrechtlicher Fragen Raum zu lassen.

Erwähnen wir noch, daß auch Bücherbesprechungen, Personal- und technisch-wissenschaftliche Tagesnachrichten stehende Abschnitte bilden sollen, so wird unser Programm formal umschrieben sein.

Herausgeber und Schriftleitung aber, sowie die Verlagsbuchhandlung sind sich der schweren und verantwortungsvollen Aufgabe, die sie übernommen haben, voll bewußt, und sie werden, mit Unterstützung von Lesern und Autoren, alle Kräfte daran setzen, die gesteckten Ziele zu erreichen, zur Förderung und Entwickelung der geistigen Grundlagen der technischen Kulturgebiete.

Herausgeber und Schriftleitung.
G. Gehlhoff. H. Rukop. W. Hort.

Zur Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.

Im Anfang des Jahres 1919 wandte sich Dr. Georg Gehlhoff in einem Rundschreiben an einen engeren Kreis von Fachgenossen mit dem Gedanken der Gründung einer Gesellschaft, der die Pflege der angewandten oder technischen Physik obliegen sollte, in Ergänzung der mehr rein wissenschaftliche Ziele verfolgenden Tätigkeit der Deutschen physikalischen Gesellschaft.

Aus dem Rundschreiben seien die folgenden Ausführungen wörtlich mitgeteilt:

„Zurzeit sind von allen Physikern Deutschlands etwa zwei Drittel in der Technik und ein Drittel in der Wissenschaft tätig, und noch steigt die Nachfrage und der Bedarf der Technik nach Physikern dauernd. Andererseits ist nach den Leistungen der praktisch tätigen Physiker für Technik und Wissenschaft, nicht zum wenigsten auch nach ihren vielseitigen Leistungen im Kriege, die Zeit vorüber, wo sie von den reinen Wissenschaftlern über die Schulter angesehen und ihre Wirksamkeit als bezahlte Arbeit und als nicht gleichwertig geschätzt werden konnte. Wenn dabei auch nicht zu übersehen ist, daß bisher wohl neun Zehntel aller technischen Physiker aus der wissenschaftlichen Schule hervorgegangen sind, so wird doch immer vergessen, daß die meisten von ihnen in der Technik eigene Wege gingen und auch gehen mußten. Ganz besonders aber wissen diejenigen, die schon längere Zeit in der Technik stehen und größere Laboratorien unter sich haben, am besten, wieviel eigene Arbeit zu leisten, wieviel Schwierigkeiten zu überwinden waren, aber auch welche Errungenschaften und Erkenntnisse nicht nur in technischer, sondern auch daneben in wissenschaftlicher Beziehung den technischen Physikern zu verdanken sind, so daß viele von ihnen zur Erweiterung der physikalisch-wissenschaftlichen Kenntnisse beitragen konnten."

Nach einer kurzen Besprechung der Bedeutung und Ziele der zurzeit bestehenden physikalischen Vereinigungen und Zeitschriften, deren Richtung vielfach abseits vom Wege des technischen Physikers verläuft, stellt dann das Rundschreiben die Forderung zur Gründung einer Gesellschaft der technischen Physiker und einer Zeitschrift für technische Physik.

„Aufgabe der Gesellschaft der deutschen technischen Physiker würde es zunächst sein, in Vortragsabenden mit etwa 14tägigem Turnus ihrem Mitgliederkreis Gelegenheit zur Verbreite-

rung ihrer Kenntnisse, zur Ausgleichung der schädlichen Einwirkungen allzu weit gehender Spezialisierung zu geben, sowie gegenseitige Aussprache und schließlich auch persönliche Fühlungnahme zu ermöglichen. Ausgefüllt würden diese Abende naturgemäß durch Referate über größere Gebiete, Originalvorträge und wissenschaftliche Aussprachen. Weiterhin müßte die Gesellschaft auf eine zweckmäßigere Vorbildung der Physiker, namentlich auf den Hochschulen, auf Einrichtung von besonderen physikalischen Abteilungen an diesen, entsprechend den Abteilungen für Chemie, und auf die bisher gänzlich vernachlässigte Befruchtung des physikalischen akademischen Studiums mit technisch-physikalischem Geiste durch Berufung technischer Physiker zum mindesten an die Hochschulen hinwirken.

Zur Hebung des Standesansehens brauchte die Gesellschaft nicht besonders tätig zu sein, dazu könnten die technischen Physiker durch Fortfahren in ihrer eifrigen Arbeit selbst am meisten beitragen. Ebenso sollten wirtschaftliche oder politische Fragen die Gesellschaft nichts angehen. Im übrigen ist es selbstverständlich, daß die neue Gesellschaft sich nicht in Gegensatz zur Deutschen physikalischen Gesellschaft stellen, vielmehr parallel oder, wenn möglich, sogar Hand in Hand mit ihr arbeiten wird.

Gleichzeitig mit der Gesellschaftsgründung müßte die Gründung einer eigenen Zeitschrift erfolgen. Sie wird ja wegen des Charakters der Tätigkeit der technischen Physiker zwar auch spezielle, ausführlichere Originalarbeiten umfassen müssen, das Hauptgewicht würde aber auf kurze Originalmitteilungen und vor allen Dingen auf zusammenfassende Berichte und Literaturübersichten zu legen sein."

Diese Ausführungen begegneten neben zahlreichen Zustimmungserklärungen auch der Äußerung einiger Bedenken.

Immerhin schien das allgemeine Interesse den neuen Vorschlägen günstig zu sein.

So wurde denn die ganze Frage von einem weiteren Kreise in der Technik stehender Physiker, zu dem sich die Herren Berndt, Gehlhoff, Gerdien, Hausser, Henke, Kreusler, Mey, A. Meyer, Pirani, Rukop, Schulz, Sichling u. a. zusammengefunden hatten, weiteren eingehenden Besprechungen unterzogen.

Das Ergebnis dieser war der einstimmige Beschluß, alle Schritte zur Verwirklichung der als hervorragend wichtig erkannten Idee zu tun.

Es wurde hierzu ein Arbeitsausschuß, bestehend aus den Herren Gehlhoff, Hausser, Mey berufen, zahlreiche Beitrittserklärungen erfolgten, und der Ausschuß lud am 20. Mai 1919 zur Gründungsversammlung im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg ein.

Die Gründungsversammlung nahm einen durch ausgiebige Diskussion gekennzeichneten Verlauf und hieß mit übergroßer Majorität die Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik gut.

Über den Verlauf der Versammlung im einzelnen wurde folgender Bericht ausgegeben:

Bericht über die Gründungsversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 6. Juni 1919.

Nach Eröffnung der Versammlung um $^1/_2$ 8 Uhr durch Herrn Dr. Mey mit einer einleitenden Rede erhielt Herr Dr. Gehlhoff das Wort zu längeren Ausführungen. In diesen bewies er die Notwendigkeit zur Gründung einer Deutschen Gesellschaft für technische Physik zur Pflege und Förderung der technischen Physik und damit der deutschen Technik, sowie insbesondere zur Gründung im gegenwärtigen Moment, da die deutsche Technik mehr als je der Mitarbeit aller produktiven Kräfte bedürfe und die technische Physik in erster Reihe berufen scheine, zur Förderung der deutschen Technik beizutragen und ihr wieder zu der überragenden Stellung in der Welt zu verhelfen.

Weiterhin führte er die bereits im Einladungsschreiben bekannt gegebenen Programmpunkte genauer aus und begründete auch die Notwendigkeit der Bearbeitung dieser; insbesondere betonte er, daß diese neue Gründung keinesfalls einen unfreundlichen Akt gegen die bereits bestehende und außerordentlich nutzbringende Arbeit leistende Deutsche physikalische Gesellschaft bedeuten solle, sondern daß vielmehr auf den verschiedensten Gebieten innigste Zusammenarbeit möglich und nötig sei und der technische Physiker nach wie vor auf der reinen Physik fuße.

Bezüglich der Zeitschriftenfrage wurde mitgeteilt, daß die Aussichten auf ihre glückliche Lösung günstig seien.

Auch die Frage des Referatenblattes stehe außerordentlich günstig, wie aus vertraulichen Auskünften seitens des Herrn Geheimrat Scheel gegenüber dem Vortragenden hervorgehe, die aber noch nicht öffentlich bekannt gegeben werden könnten. Gerade auf diesem Gebiete sei ganz besonders auf Zusammenarbeit mit der physikalischen Gesellschaft zu gegenseitigem Nutzen zu hoffen.

Wichtig erscheine ferner, die Interessen der technischen Physik an den Hochschulen und Universitäten, sowie die Ausbildung der Physiker zu fördern.

Zum Schluß wurde die Hoffnung ausgesprochen, daß alle zu eifrigster und energischer Arbeit bereit

sein möchten und daß ein tatkräftiger Vorstand alle Mitglieder der neu zu gründenden Gesellschaft zur Mitarbeit zum Nutzen der Gesellschaft und der deutschen Technik heranziehen möge.

An diesen Vortrag schloß sich eine längere Aussprache, in der u.a. besonders Herr Geheimrat Strecker dafür eintrat, die Gesellschaft nicht als besondere Körperschaft, sondern als Unterabteilung der Deutschen physikalischen Gesellschaft ins Leben zu rufen. Aus der Aussprache ging aber hervor, daß die überwältigende Mehrheit der Anwesenden der Ansicht war, daß einerseits die Begründung der Gesellschaft für technische Physik im Sinne der Entwicklung liege, wie beispielsweise seinerzeit die Gründung der Bunsen-Gesellschaft, daß ferner das Zusammenarbeiten der reinen Physik mit der angewandten Physik in einer Gesellschaft nicht nur für die letztere, sondern auch für die physikalische Gesellschaft eher störend als fördernd sein und daß schließlich eine neue Gesellschaft mehr Anziehungskraft ausüben und mehr Interesse auslösen würde als der Versuch, auf altem Boden etwas Neues zu organisieren.

An der so gekennzeichneten Aussprache beteiligten sich besonders die Herren:

Professor Gehrcke,
„ Gerdien,
Dr. Hausser,
„ Herrmann,
Professor Jakob,
Dr. Mey,
„ Rukop,
„ Salinger,
Geheimrat Scheel,
„ Strecker,
Dr. Thürmel u. a.

In der auf die Aussprache folgenden Abstimmung wurde die Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik mit einem Stimmenverhältnis von 57 zu 3 zum Beschluß erhoben. Als dann der Versammlungsleiter darauf aufmerksam machte, daß an schriftlichen Beitrittserklärungen zirka 60 vorlägen, ganz abgesehen von den zahlreichen Zustimmungserklärungen solcher Herren, die leider durch den Verkehrsstreik am Erscheinen verhindert seien, erklärten schließlich sämtliche Teilnehmer der Versammlung ihren Beitritt.

Darauf wurde zur Wahl eines vorläufigen Vorstandes vorbehaltlich der späteren Bestätigung nach Feststellung der Satzungen geschritten, um die weiteren notwendigen Arbeiten in die Wege zu leiten.

Der Vorstand setzt sich wie folgt zusammen:
1. Vorsitzender: Herr Dr. Gehlhoff,
2. „ „ „ Mey,
Schatzmeister: Herr Dr. Hausser,
1. Schriftführer: Herr Dr. Müller,
2. „ „ „ Eckert,
Beisitzer: Herr Professor Gerdien,
„ Geheimrat Kurlbaum,
„ Professor Straubel,
„ „ Wagner,
„ Präsident Dr. Warburg,
„ Dr. Weidert.

Weiterhin wurden mehrere Ausschüsse gewählt, die die verschiedenen Arbeiten leiten sollten.

1. Satzungsausschuß, bestehend aus dem Vorstand.

2. Finanzausschuß, bestehend aus den Herren:

Dr. Apt,
Professor Gerdien,
„ Pulfrich,
Dr. Rottgart,
„ Rukop,
„ Weidert.

Der Vorsitzende, Herr Dr. Gehlhoff, wurde von der Gesellschaft beauftragt, weitere geeignete Herren zum Eintritt in diesen Ausschuß aufzufordern.

3. Zeitschriftenausschuß, bestehend aus den Herren:

Professor Berndt,
Dr. Gehlhoff,
Professor Jakob,
Dr. Mey,
Professor Pirani,
„ Scheel,
Geheimrat Strecker.

4. Hochschulausschuß, bestehend aus den Herren:

Dr. Hausser,
Prof. Dr. Knoblauch,
Professor Krüger,
Geh. Rat. Prof. Dr. F. Kurlbaum,
Professor Pirani,
Präsident Dr. E. Warburg.

Um 10 Uhr schloß der Vorsitzende die Sitzung mit dem Ausdruck des Dankes an die Anwesenden und mit der Aufforderung, weiterhin eifrig an der Ausbreitung der Gesellschaft mitzuarbeiten und hierzu energische Werbetätigkeit zu entfalten.

Die Mitgliederzahl der Gesellschaft belief sich bei Schluß der Redaktion auf 370.

Zusammenfassende Berichte.

Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit.

Von Georg Gehlhoff.

(Vorgetragen in der Hauptversammlung am 7. November 1919.

1. Einleitung.

Solange man die aus einer Kombination von Lichtquelle und Optik bestehenden Systeme verwendet, besteht von jeher das Bestreben, die Helligkeit der optischen Abbildung zu steigern. Gleichgültig, ob man in einem Projektionsapparat mittels Kondensor das Licht einer Lichtquelle in dem abbildenden Objektiv vereinigt, ob man ein mikroskopisches Objektiv genügend hell beleuchten wollte, ob man die Sichtweite eines Leuchtfeuers oder Blinkgeräts, d. h. also die Beleuchtungsstärke am Orte des Beobachters im Auge hatte, oder ob man im Scheinwerfer eine Lichtquelle in großer Entfernung zur Beleuchtung fernliegender Objekte abbildete, immer strebte man, wie auch sonst in der Beleuchtungstechnik, nach mehr Licht, wobei gleichzeitig die Frage nach der Ökonomie nebenherlief.

In erster Reihe machte sich die Notwendigkeit der Helligkeitssteigerung bei den mit Bogenlicht betriebenen Scheinwerfern geltend, so daß Scheinwerfer und Bogenlampe von jeher im Vordergrund des Interesses standen. Auch die neueren Untersuchungen, über die später noch Näheres auszuführen sein wird, hingen in erster Reihe mit der Scheinwerfertechnik zusammen, so daß wir im wesentlichen die Beispiele aus dieser entnehmen werden; dabei ist jedoch von vornherein zu bemerken, daß es unter sonst gleichen Bedingungen gleichgültig ist, ob das abbildende optische Hilfsmittel ein Spiegel oder eine Linse ist.

Zur Steigerung der Helligkeit der optischen Abbildung einer Lichtquelle gibt es drei Mittel.

Das erste Mittel besteht darin, von dem von einer Lichtquelle ausgestrahlten Licht möglichst viel aufzufangen, d. h. also einen möglichst großen Raumwinkel der Lichtquelle auszunutzen. Durch Steigerung des nutzbaren Raumwinkels, d. h. also z. B. der Spiegelöffnung eines Scheinwerfers, wird die Helligkeit eines Scheinwerfers erhöht.

Dieses kann man leicht durch folgende Versuche zeigen:

In einem kleinen lichtundurchlässigen Gehäuse mit einem einer Linse oder einem Hohlspiegel zugekehrten mattierten Fenster befindet sich eine kleine Glühlampe. Projiziert man das Bild der Mattscheibe mittels der Linse oder des Spiegels, dessen Öffnungswinkel man durch Vorsetzen bzw. Fortnehmen einer Blende ändert, so ändert sich demgemäß auch die Helligkeit des Bildes der Mattscheibe. Setzt man für die Lichtausstrahlung der leuchtenden Fläche das Lambertsche Gesetz voraus, so ändert sich die Helligkeit des Bildes der Lichtquelle proportional dem Quadrat des Tangens des halben Öffnungswinkels.

In Verfolg dieses Weges ging man bei Projektionsapparaten zu Tripelkondensoren, bei Scheinwerfern zu Spiegeln mit möglichst großem Öffnungswinkel über. Während die Möglichkeit, den Öffnungswinkel eines Kondensors zu vergrößern, begrenzt ist, kann man bei einem Parabolspiegel den Öffnungswinkel nahezu beliebig vergrößern. So hat man Parabolspiegel bis zu 250° Öffnungswinkel, d. h. bis zu einem Öffnungsverhältnis von rund 7:1 hergestellt. Praktisch ist jedoch die Größe des Öffnungswinkels des Spiegels durch zweierlei begrenzt: einmal durch die Gefährdung des Spiegels infolge aufsteigender heißer Gase bei frei brennenden, hochtemperierten Lichtquellen, sodann durch die Lichtausstrahlung der Lichtquelle selber, die bei flächenförmiger Ausdehnung, wie z. B. der positive Krater der Bogenlampe, praktisch nur Licht in einem Raumwinkel von 180° ausstrahlt. In Ausgleich dieser beiden Bedingungen ist man bei Scheinwerfern mit Bogenlampen schon lange zu einer oberen Grenze der Spiegelöffnung von 120° gekommen, so daß auf diesem Wege keine Fortschritte mehr zu erzielen waren.

Bekanntlich ist man auch bei Linsen zu größeren Öffnungswinkeln unter Verwendung der sogenannten Fresnellinsen gekommen, und zwar zu Öffnungswinkeln, die in der Horizontalen bis zu 180°, in der Vertikalen bis zu 140° gehen. Diese letztere Größe ist auch durch die praktischen Verhältnisse begrenzt. Allerdings haben die Fresnellinsen derartiger Ausdehnung die großen Nachteile, daß sie sehr genau gearbeitet und zusammengesetzt werden müssen, daß ihr Gewicht beträchtlich ist, und daß ferner, da sie eine Kombination von brechenden und reflektierenden Ringen darstellen, bei Bewegung der Lichtquelle im Fokus ein Auswandern der gebrochenen bzw. reflektierten Strahlen nach der entgegengesetzten Richtung stattfindet. Auf die mit der Verwendung von Prismenringen verbundene Zerlegung des Lichtes in seine spektralen Bestandteile sei nur nebenbei hingewiesen. In der Scheinwerfertechnik hat die Fresnellinse keine dauernde Anwendung gefunden, vielmehr blieb diese auf Leuchtfeuer mit Öllicht bzw. Glühlichtlampen beschränkt. Die obere Grenze des Öffnungswinkels der Optik ist bei Leuchtfeuern schon längst erreicht.



Auch bei Projektionslampen hat man die räumliche Ausnutzung der Lichtquelle durch den Kondensor möglichst weit durch Verwendung sogenannter Tripelkondensoren zu treiben gesucht (s. Fig. 1), da Doppelkondensoren für großen Öffnungswinkel zu dick und demgemäß durch die Erhitzung zu sehr gefährdet würden und da außerdem ihre Abbildung zu schlecht würde. Der maximale Nutzwinkel beträgt bei Tripelkondensoren in der Praxis 120°.

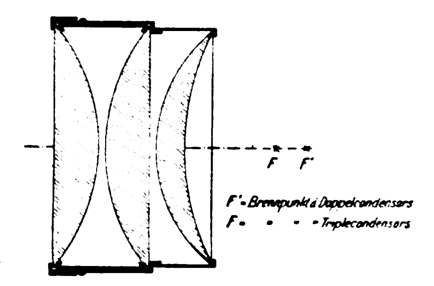


Fig. 1. Tripelkondensor.

Das zweite Mittel, die Helligkeit der optischen Abbildung einer Lichtquelle zu steigern, besteht darin, die Dimensionen zu vergrößern, wobei gleichzeitig der Nutzwinkel des Spiegels bzw. der Linse unverändert bleibt. Wenn beispielsweise in einem Scheinwerfer mit einem Spiegel von der Brennweite f der Streuwinkel des Lichtkegels α ist (s. Fig. 2), so wird die Streuung bei der Ver-

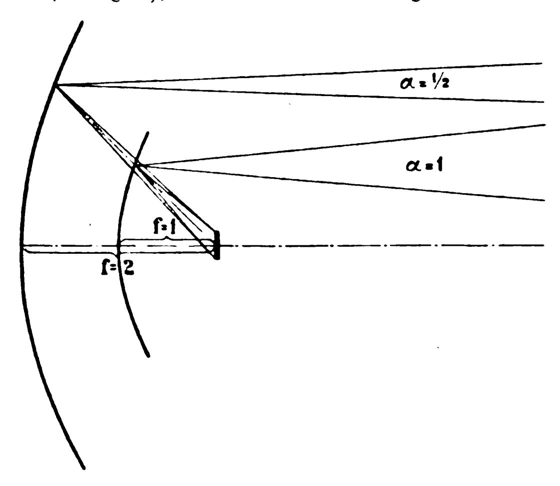


Fig. 2. Streuung beim Parabolspiegel.

wendung eines Spiegels mit der doppelten Brennweite 2f gleich $\alpha/2$. Hat der Spiegel mit der doppelten Brennweite denselben Öffnungswinkel wie der kleinere Spiegel, so wird im zweiten Falle die gleiche aufgefangene Lichtmenge in einem Lichtkegel von halb so großer Streuung wie im ersteren Falle ausgestrahlt, wodurch die Helligkeit vervierfacht wird. Hat z. B. die beleuchtete Fläche m e … n Durchmesser von 44 m in 1000 m Entfernung, so hat sie im zweiten Falle nur einen solchen von 22 m, und die Helligkeit im zweiten Falle bei einer viermal kleineren beleuchteten Fläche ist demgemäß viermal so groß.

Diese Methode der Helligkeitssteigerung der optischen Abbildung demonstriert man sehr bequem mit der oben beschriebenen Lichtquelle in Kombination mit zwei Parabolspiegeln gleichen Öffnungswinkels, z. B. 125 mm freie Öffnung und 45 mm Brennweite bzw. 250 mm freie Öffnung und 90 mm Brennweite, die hintereinander so aufgestellt werden, daß ihre Brennpunkte, in denen sich die Leuchtfläche befindet, zusammenfallen und daß der kleinere Spiegel den größeren abblendet. Nimmt man den kleineren fort, so wird das projizierte Bild halb so groß, seine Helligkeit aber viermal so groß.

Auch diesen Weg hat die Technik eingeschlagen, aber auch hier kam man allmählich an die Grenze des praktisch Möglichen.

In der Scheinwerfertechnik erreichte man diese Grenze schon vor etwa 15 bis 20 Jahren. Die größten in der Praxis bisher verwandten Scheinwerfer besitzen Parabolspiegel von 2 m freier Öffnung und 960 mm Brennweite, deren Herstellung im Großen ein präzisionstechnisches Meisterwerk ersten Ranges bedeutet. Der Durchmesser eines solchen Scheinwerfers ist $2^1/_2$ m, die Ausladung der Arme 2,9 m, was bereits erhebliche Trägheitsmomente bedingt. Ein 2 m-Glasparabolspiegel wiegt etwa 250 kg, der zugehörige Scheinwerfer 5 Tonnen, so daß die Transportmöglichkeit und Handhabung eines solchen Scheinwerfers so unbequem ist, daß eine weitere Vergrößerung der Spiegeldimensionen, die an und für sich der Deutschen Technik keine Schwierigkeit bereiten würde, ausgeschlossen erscheint. Die Fig. 3 zeigt einen 2 m-Parabolspiegel, die Fig. 4 einen 2 m-Scheinwerfer, und die mitphotographierte Person gibt einen Maßstab für den technischen Aufwand und für die Dimensionen des Geräts.

Die namentlich bei Leuchtfeuern verwandte Fresneloptik dürfte gleichfalls hinsichtlich ihrer Größe die noch praktisch mögliche Grenze erreicht haben. Die größten Fresnellinsen in Deutschland besitzt das Leuchtfeuer auf der Greifswalder Oie mit 1,80 m Durchmesser; die größten überhaupt hergestellten befinden sich im Leuchtfeuer auf Kap Race (Neufundland) (s. Fig. 5). Die Optik besteht aus vier Linsenfeldern, die eine Brennweite von 1330 mm und eine Höhe von 3,6 m besitzen. Jedes Feld besteht aus einer Mittellinse, 8 brechenden, 22 oberen reflektierenden und 13 unteren reflektierenden Prismenringen. Das Gewicht sämtlicher Glasteile beträgt bereits 2,7 t. Übrigens ist die praktisch erzielte Lichtstärke eines einzelnen Linsenfeldes in Kombination mit dem verwandten Petroleumglühlicht mit 1000000 HK im Verhältnis

zu dem enormen technischen Aufwand als kläglich zu bezeichnen.

Bei Projektionsapparaten ist man schon viel früher stehen geblieben. Die größten praktisch gebrauchten Kondensoren haben einen Durchmesser von 35 cm und eine Brennweite von 28 cm. Eine Grenze setzte hier einerseits die zunehmende Glasdicke und schlechte Abbildung der Lichtquelle, während Fresnellinsen ihrer schwierigen Herstellung und Kostspieligkeit wegen sich nicht eingeführt haben; andrerseits ist bei Projektionsapparaten auch durch die Erwärmung der Platte, des Films, des abbildenden Objektivs eine Grenze gezogen.

Das dritte und wichtigste Mittel zur Erhöhung der Helligkeit eines Scheinwerfers besteht darin, die Flächenhelligkeit der Lichtquelle zu vergrößern, so daß bei zunehmender Intensität der Lichtquelle bei gleichbleibender Größe der Leuchtfläche und damit der Abbildung die Helligkeit dieser wächst. Die aus dieser Erkenntnis folgende Entwicklung wird durch die Anwendung von Lichtquellen steigender Flächenhelligkeit gekennzeichnet und fand ihren Abschluß in der Einführung der Bogenlampe in die Projektions- und Scheinwerfertechnik.

Eine Vergrößerung der leuchtenden Fläche an und für sich gibt selbstverständlich keine Steigerung der Helligkeit der optischen Abbildung. Dies ist aus der Fig. 6 ohne weiteres einleuchtend. Es soll das zu L_1 zugehörige Bild B_1 eine gewisse Größe haben, die aus der Größe der leuchtenden Fläche L_1, aus der Brennweite der Linse und aus der Stellung von L_1 resultiert. Wird nun die leuchtende Fläche auf das Doppelte vergrößert, so wird auch das Bild von L_2 doppelt so groß, d. h. also, die doppelte Lichtmenge verteilt sich auf die doppelte Fläche und die Helligkeit des Bildes B_2 bleibt genau dieselbe, wie die des Bildes B_1. Eine Steigerung der Helligkeit von B_1 ist nur dann zu erreichen, wenn bei gleicher Größe von L_1 die Helligkeit dieses vergrößert, d. h. also seine Flächenhelligkeit gesteigert wird.

Auch dieses läßt sich leicht mit der obenerwähnten Anordnung zeigen, indem man vor das Mattscheibenfenster verschieden große Blenden setzt, wobei die Helligkeit der Abbildung unverändert bleibt, während bei Erhöhung des Glühlampenstromes, also Steigerung der Flächenhelligkeit des Fensters bei gleichbleibender Blende die Helligkeit des Bildes bei gleichbleibender Größe wächst.

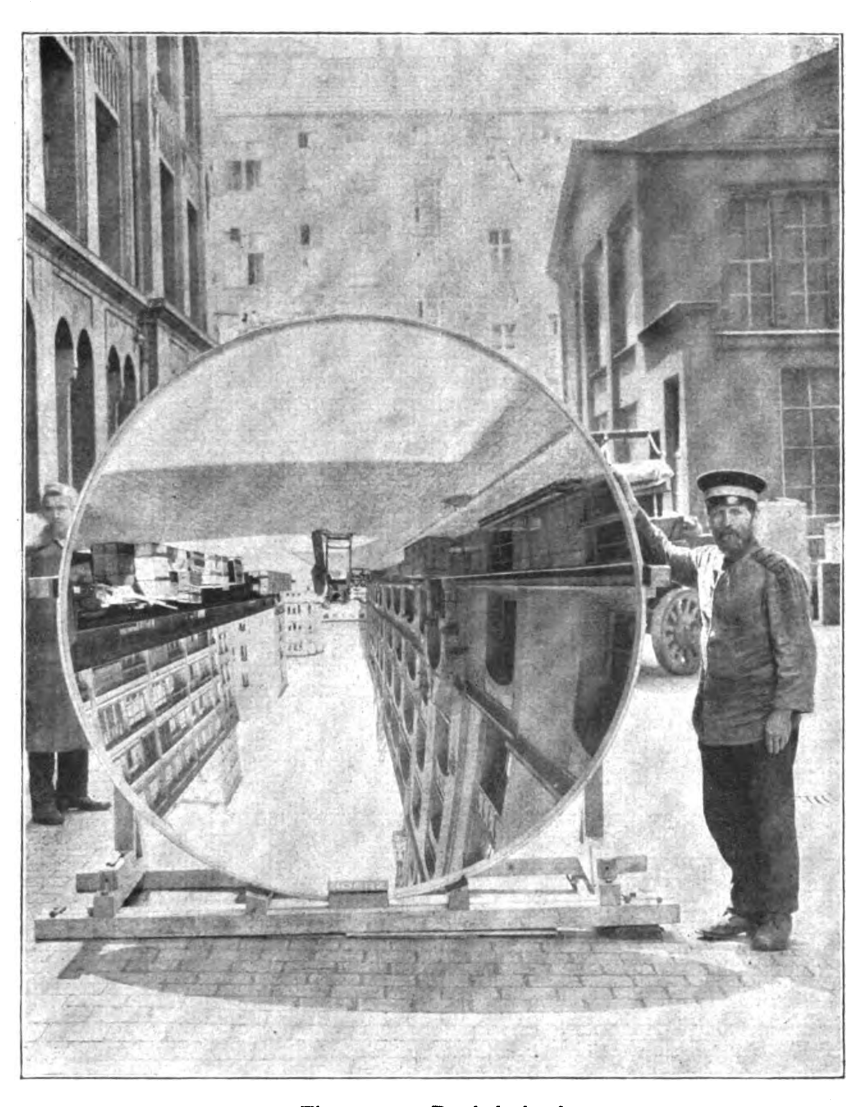


Fig. 3. 2 m-Parabolspiegel.

Der Umstand, daß eine Vergrößerung der leuchtenden Fläche an und für sich keine Steigerung der Scheinwerferhelligkeit ergibt, schloß von vornherein das Mittel aus, durch Verwendung von Bogenlampen mit größerer Strombelastung die

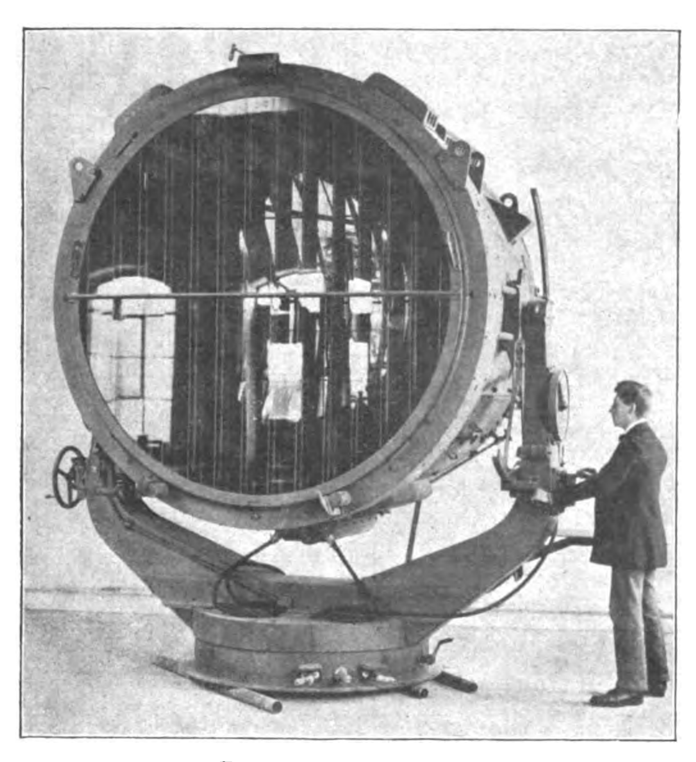
Scheinwerferhelligkeit zu steigern, weil in diesem Falle nur die Kraterfläche vergrößert, die Temperatur- und die Flächenhelligkeit des Kraters aber nicht geändert wird. Es wird also durch Steigerung der Strombelastung der Lampe lediglich die Streuung, nicht aber die Helligkeit eines Scheinwerfers vermehrt. Nur die Steigerung der Flächenhelligkeit bei sonst gleichbleibender Größe der Leuchtfläche vergrößert die Helligkeit des Scheinwerfers.

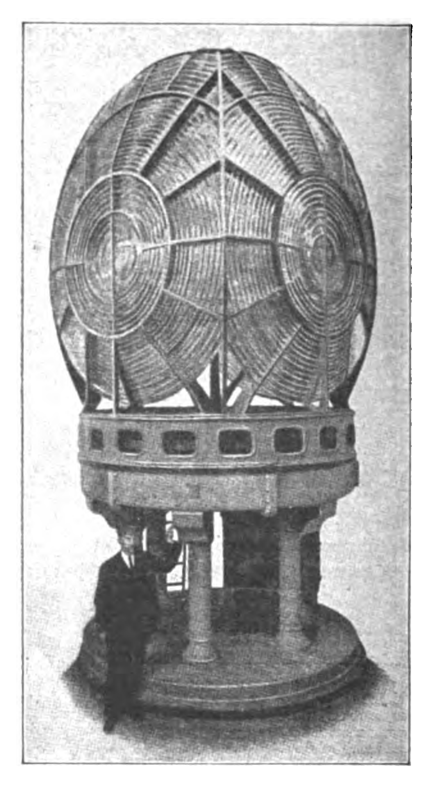
Die eben geschilderten drei Möglichkeiten ergeben sich übrigens ohne weiteres aus der Gesetzmäßigkeit[1]), die zwischen der Intensität eines aus Lichtquelle und Optik kombinierten Systems, der Dimension der Optik und der Flächenhelligkeit der Lichtquelle besteht:

$$J = F H, \qquad (1)$$

worin J die Intensität des Systems, F die Fläche des optischen Mittels oder richtiger ihre Projektion und H die Flächenhelligkeit der Lichtquelle bedeutet. Die Intensität kann also durch Vergrößerung der Fläche der Optik (Spiegel oder Linse) oder durch Vergrößerung der Flächenhelle der Lichtquelle gesteigert werden. Für den ersten Fall stehen zwei Möglichkeiten offen: Erstens Vergrößerung des Öffnungswinkels bei gleichbleibender Brennweite; zweitens Vergrößerung der Brennweite bei gleichbleibendem Öffnungswinkel. Die erste Möglichkeit ist theoretisch durch die Lichtausstrahlungskurve der Lichtquelle begrenzt, die zweite theoretisch unbegrenzt. Die praktischen Grenzen sind schon oben erörtert.

Es sei nur nebenbei bemerkt, daß in der Formel die Gestalt der Lichtquelle nicht in Erscheinung tritt. Das heißt nichts anderes, als daß die Intensität unabhängig von der Form der Lichtquelle (Kugel, Fläche, Zylinder usw.) ist. Dies trifft jedoch nur bei gesetzmäßiger, d. h. dem Lambertschen Gesetz folgender Lichtverteilung zu, und auch nur für die auf der optischen Achse gemessene Intensität, während die Formel nichts über die Helligkeitsverteilung in der optischen Abbildung aussagt, worüber an anderem Orte ausführlich berichtet werden soll.


Fig. 4. 2 m-Scheinwerfer.


Fig. 5. Leuchtfeuer auf Cap Race.

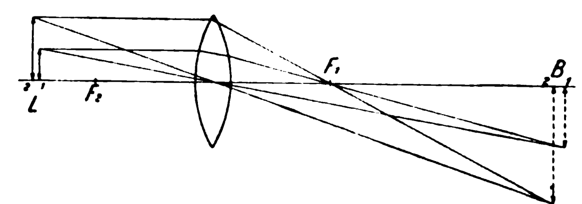


Fig. 6. Helligkeitssteigerung bei einer Linse.

[1]) Siehe G. Gehlhoff: Über das Photometrieren von Scheinwerfern. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen. XXV. 1919. S. 5.

Die angegebenen Wege zur Steigerung der Helligkeit der Abbildung von Leuchtflächen wurden sämtlich so weit verfolgt und ausgenutzt, als es die technischen Mittel erlaubten. Insbesondere hat die Einführung von Lichtquellen steigender Flächenhelligkeit in die Projektions- und Scheinwerfertechnik eine lange Entwicklungsreihe hinter sich, die von den gewöhnlichen Öl- und Petroleumflammen über das Kalklicht zum Petroleum- und Spiritusglühlicht, in einer Nebenreihe zu Azetylen und Blaugas, sowie über die gewöhnliche Glühlampe zur Halbwattlampe und zur Bogenlampe führte. Je mehr man sich aber der Grenze des technisch und praktisch Möglichen hinsichtlich Lichtausbeute und Dimensionen näherte, um so mehr kehrte man immer wieder zu dem Gedanken zurück, daß die physikalischen Möglichkeiten noch nicht erschöpft seien, daß die erreichten Temperaturen und Flächenhelligkeiten noch nicht den letzten Erfolg darstellen, eine Hoffnung, der die überraschenden Leistungen der Beleuchtungstechnik immer neue Nahrung gaben und die endlich auch nicht bei dem gegenüber allen Anstrengungen hartnäckigsten Beleuchtungsmittel, der Bogenlampe, trog.

2. Temperatur und Flächenhelligkeit des Kraters der normalen Bogenlampe.

Als Lichtquelle höchster Temperatur und damit größter Flächenhelligkeit kommt nur der Krater der positiven Kohle der Bogenlampe in Frage. Den Schritt aus dem physikalischen Laboratorium in die Technik konnte sie allerdings erst zugleich mit der Dynamomaschine tun, da der Betrieb mit galvanischen Elementen namentlich bei größeren Stromstärken für die Praxis aussichtslos war. Nachdem ihr aber in der Dynamomaschine eine Quelle von größerer und zugleich billigerer Energie gegeben war, trat sie ihren Siegeszug an, den sie in der gewöhnlichen Beleuchtungstechnik erst als Effektbogenlampe mit einem spezifischen Wattverbrauch von 0,115 Watt/HK, in der Scheinwerfertechnik als Bogenlampe von 200 Amp. des Zweimeterscheinwerfers mit einer Scheinwerferhelligkeit von 350000000 HK beendete.

Während im Beleuchtungswesen die normale Bogenlampe mit Kohleelektroden vor etwa 20 Jahren von der Effektbogenlampe überholt wurde, welch letzterer wiederum vor etwa 6 bis 7 Jahren in der Halbwattlampe ein ernsthafter Konkurrent erstand, behielt sie in der Scheinwerfertechnik ihre dominierende Stellung noch lange bei. Dies lag an den eigentümlichen physikalischen Verhältnissen der Bogenlampe, die allen Bestrebungen, ihre Flächenhelligkeit zu steigern, Trotz zu bieten schienen, und an der Verkettung verschiedener unglücklicher Mißstände, die die inzwischen erzielten Fortschritte unbeachtet bleiben und erst in jüngster Zeit zur Auferstehung kommen ließen.

Die bemerkenswertenste Erscheinung beim Lichtbogen zwischen Kohleelektroden ist die, daß die Temperatur der Elektroden nicht, wie sonst bei mit äußerer Energie betriebenen Lichtquellen, eine Funktion der Energiezufuhr, der Belastung ist, sondern durch die physikalischen Eigenschaften der Kohle bedingt scheint, und zwar im wesentlichen durch ihre Verdampfungstemperatur bei Atmosphärendruck. Ebensowenig, wie man z. B. unter Atmosphärendruck bei noch so großer Energiezufuhr Wasser über 100° erhitzen oder die Sublimationstemperatur von Jod erhöhen kann, ebensowenig scheint es möglich, die Temperatur der Kohleelektroden über eine bestimmte Grenze, ihre Sublimationstemperatur, zu steigern.

Die Temperatur der freibrennenden Bogenlampe ist Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen, die wir zeitlich in zwei Abschnitte einteilen können, und zwar solche, die vor Kenntnis der Strahlungsgesetze, und solche, die nach der Entwicklung dieser ausgeführt wurden.

Von ersteren seien die von Dewar[1]), Crova[2]), Abney und Festing[3]) und Wilson und Gray[4]) genannt, die die Strahlung der positiven Kohle mit Thermosäule oder Radiomikrometer direkt maßen oder extrapolierten, und E. Becquerel[5]) und Rosetti[6]), die nach Aufstellung einer empirischen Formel für die Thermokraft eines Platin-Palladiumelementes die sichtbare Strahlung des erhitzten Thermoelementes mit der Strahlung des Kraters photometrisch verglichen, womit sie nach einer durch Vergleichsmessung an Lichtquellen mit bekannter Temperatur empirisch gefundenen Gleichung die Kratertemperaturen berechneten, und zwar Becquerel im roten, Rosetti im ultraroten Teil des Spektrums.

Eine andere, nach dem damaligen Stande der physikalischen Meßtechnik interessante Methode wandte J. Violle[7]) an, indem er die Spitze der Kohle, die nach Einfeilen der Kohle nur noch leicht mit letzterer zusammenhing, abschlug und ihren Wärmeinhalt im Kalorimeter maß, wonach er aus dieser und der als bekannt angenommenen spezifischen Wärme der Kohle ihre Temperatur berechnete.

Alle diese Untersuchungen, die trotz etwas roher Verfahren teilweise erstaunlich nahe an die

---

[1]) Dewar, Proc. Roy. Soc. **30**, 25. 1880.
[2]) Crova, Ann. chim. phys. **19** (5), 472. 1880.
[3]) Abney und Festing, Proc. Roy. Soc. **35**, 328. 1883.
[4]) Wilson und Gray, Proc. Roy. Soc. **58**, 24. 1895.
[5]) E. Becquerel, Ann. chim. phys. **68** (3) 49. 1863.
[6]) Rosetti, Nuov. Cim. **6** (3) 101, 1879 und **7**, 138, 185. 1880.
[7]) J. Violle, C. R. **115**, 1273. 1892 und **119**, 949. 1894.

Wirklichkeit kamen, teilweise aber ihr ziemlich fern blieben, haben nur mehr historisches Interesse, soweit es die zahlenmäßig bestimmten Temperaturen betrifft. Wichtig ist aber das von Violle ermittelte Ergebnis, daß die Temperatur unabhängig von der Stromstärke ist, was er auch noch durch Messungen der Flächenhelligkeit des positiven Kraters bestätigte, die er in dem sehr großen Bereich von 10 bis 1200 Amp. unveränderlich fand. Hieraus zog er den Schluß, daß die Temperatur des Kraters die Verdampfungstemperatur (Siedetemperatur) der Kohle ist.

Genauere Messungen waren erst auf Grund der Strahlungsgesetze und mittels der optischen Pyrometrie möglich, mit deren Entwicklung auch die Frage nach der absoluten, wahren Temperatur im Gegensatz zur schwarzen Temperatur, d. h. derjenigen, die der schwarze Körper von gleicher Flächenhelligkeit hat, aufgeworfen wurde, da das optische Pyrometer direkt nur die schwarze Temperatur mißt. Allerdings muß gesagt werden, daß im beleuchtungstechnischen Sinne nur diese Temperatur Bedeutung hat, da nur sie ein Maß für die Flächenhelligkeit ist und Vergleiche mit anderen Lichtquellen ermöglicht, so daß also die Frage nach der wahren Temperatur für diese Betrachtungen nur eine nebensächliche Rolle spielt.

Die Ergebnisse der verschiedenen Beobachter sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Beobachter	Schwarze Temp. in Grad abs. pos. Kohle	neg. Kohle	Methode
Le Chatalier[1])	4370	3270	Optisch im Rot
Wanner[2])	3630—3700	—	Optisch, Wiensches Gesetz
Véry[3])	3600—4000	—	$\lambda_{max} T$ konstant
Féry[4])	3750—4150	—	Stefan-Boltzmannsches Gesetz
Lummer u. Pringsheim[5])	3750—4200	—	$\lambda_{max} T$ konstant
Waidner u. Burgess[6])	3690	—	Pyrometer Holborn und Kurlbaum (Wiensches Gesetz)
	3680	—	Pyrometer Wanner (Wiensches Gesetz)
	3720	—	Le Chatelier Pyrometer (Wiensches Gesetz)
Reich[7])	3700	3140	Pyrometer Wanner, photographisch

[1]) Le Chatelier, Journal de Physik **1**, 185. 1892.
[2]) H. Wanner, Ann. d. Phys. **4**, 141. 1900.
[3]) F. W. Véry, Astrophys. Journal **10**, 208. 1899.
[4]) Féry, C. R. **134**, 977, 1201. 1902.
[5]) O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. D. Physik. Ges. **1**, 230. 1899.
[6]) C. Waidner und G. R. Burgess, Phys. Rev. **19**, 241. 1904.
[7]) M. Reich, Physik. Zeitschr. **7**, 73. 1906.

Legt man nur die neueren Messungen zugrunde, so erhält man als schwarze Temperatur des positiven Kraters rund 3700° absolut. Aber es springt sofort ein wichtiger Unterschied in die Augen, nämlich der, daß die Temperatur der Ansatzstelle des Lichtbogens an der negativen Kohle ganz erheblich niedriger ist, als die Temperatur des positiven Kraters. Ist wirklich die Temperatur der Kohle im Lichtbogen die Verdampfungstemperatur der Kohle, so müßte sie für beide Kohlen gleich sein.

Weiterhin ergaben sich noch insofern Widersprüche, als alle Beobachter die Temperatur des Kraters unabhängig von der Stromstärke fanden (konstante Verdampfungstemperatur), während Waidner und Burgess[1]) eine Zunahme der Temperatur mit der Stromstärke[2]) erhielten (s. Tabelle 2).

Tabelle 2.

J	T
15 Amp.	3690° abs.
22	3727
30	3782

Sind die Unterschiede auch gering, so sind sie doch systematisch und stehen im Widerspruch mit dem Satz von der Konstanz der Verdampfungstemperatur. Gerade im Hinblick hierauf angestellte Versuche von Reich[3]) ergaben jedoch Unabhängigkeit der Temperatur von Stromstärke (3 bis 12 Amp.)[2]) und Bogenlänge.

Diese Widersprüche veranlaßten Lummer[4]) die Verhältnisse eingehender zu untersuchen, insbesondere den Strombereich und die Bogenlänge ganz wesentlich zu erweitern, sowie eine Methode anzuwenden, die gleichzeitig die ganze leuchtende Fläche zu überblicken und zu pyrometrieren erlaubte. (Lummersches[5]) Interferenzpyrometer.)

Lummer fand bei Verwendung einer Kohle von 22 mm Durchmesser bei Variation der Stromstärke von 10 bis 80 Amp. und der Bogenlänge jedesmal vom kleinsten Wert bis zum Abreißen des Bogens stets konstante Temperatur, wenn man die jeweils hellste Stelle des Kraters ins Auge faßt.

[1]) C. W. Waidner und G. R. Burgess, a. a. O.
[2]) Diese und alle bis dahin angestellten Untersuchungen, mit Ausnahme derer von Violle, krankten daran, daß die Stromstärken nicht weitgehend genug variiert wurden.
[3]) M. Reich, a. a. O.
[4]) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik. Verlag R. Oldenburg. München, Berlin 1918. § 193.
[5]) O. Lummer, a. a. O. § 195.

Dasselbe Resultat erhielt er bei Überlastung der Kohle bis zur Weißglut der ganzen Kohle (Kohle 8 mm, Stromstärke bis über 40 Amp. = über 0,8 Amp./mm²!).

Lummer folgerte nun weiter, daß hieraus der Schluß auf die konstante Verdampfungstemperatur der Kohle resultiert und daß demgemäß unter richtigen Bedingungen die negative Kohle gleichfalls auf die Verdampfungstemperatur zu bringen ist. Er stellte fest, daß normalerweise die negative Kohle stets dunkler als die positive ist, daß aber bei genügender Überlastung, Verringerung der Wärmeableitung und der Wärmeausstrahlung (dünne Kohle und kurzer Bogen) die negative Kohle an ihrem hellsten Teil dieselbe Temperatur wie die positive, niemals aber eine höhere erreicht, woraus er schließt, daß die Temperatur des positiven Kraters ein Fixpunkt, die Verdampfungstemperatur der Kohle unter Atmosphärendruck ist.

Diesen Punkt bestimmte Lummer[1]) nach der Methode von Holborn und Kurlbaum im Mittel als schwarze Temperatur von 3880° abs. und als wahre Temperatur von 4290° abs., unter der durch verschiedene Schlüsse gestützten Voraussetzung, daß die hocherhitzte Bogenlampenkohle wie ein grauer Körper im sichtbaren Gebiet strahlt. Die Abhängigkeit der Temperaturen von der Wellenlänge zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.

Wirksame Wellenlänge des Farbfilters am Pyrometer	Schwarze Temp.	Wahre Temp.
666 $\mu\mu$	3828° abs.	4290° abs.
570	3882	4282
534	3909	4287
491	3949	4301

Während also die schwarze Temperatur sich mit der Wellenlänge ändert, bleibt die wahre Temperatur überraschend konstant.

Stehen so Theorie und Meßergebnisse miteinander scheinbar im Einklang, so sprechen doch ganz neue Untersuchungen gegen diese Harmonie.

E. Podzus[2]) hat nämlich bei sehr starken Überlastungen die von Lummer gefundene Konstanz der Temperatur nicht bestätigt gefunden. Er maß in solchen Spektralbezirken, in denen die Absorption der Kraterstrahlung durch den Bogen zwischen Reinkohlen mit Sicherheit ausgeschlossen ist, um von vornherein die gegen die Messungen von Waidner und Burgess erhobenen Bedenken auszuschalten. Er verwandte verkupferte Kohlen, um das Glühen der Kohlen auf ihrer ganzen Länge zu verhindern, außerdem wurde der Bogen durch einen Magneten stabilisiert.

[1]) O. Lummer, a. a. O. S. 179.

[2]) E. Podzus, Verh. d. D. Physik. Ges. **21**, 284. 1919.

Unter diesen Umständen erhielt er mit steigender Strombelastung steigende Temperaturwerte, die sich allmählich bei etwa 150 Amp. einem konstanten Endwert näherten. Die Temperaturabhängigkeit war nicht so groß, wie die von Waidner und Burgess gefundene. Dies steht in vollkommenem Widerspruch zu Lummers Resultaten, besonders, wenn man gleiche Strombelastungen vergleicht, nämlich 0,85 Amp./mm², bei der Lummer konstant 3900° absolute schwarze Temperatur (Mittelwert), Podzus dagegen 3860° absolut mitten im ansteigenden Gebiet erhielt, während seine Anfangstemperatur bei kleinen Strombelastungen mit 3780° absolut erheblich niedriger war. (Podzus gibt einen noch niedrigeren Wert für Lummer an, der aber wohl als von den neueren Untersuchungen überholt anzusehen ist.)

Noch größere Unterschiede erhielt Podzus, wie zu erwarten, wenn er die Ausbreitung des Kraters über die Stirn der Kohle verhinderte. Bei weniger als 0,85 Amp./mm² Strombelastung erhält er 4090° absolute schwarze Temperatur als konstanten Endwert.

Aus diesen Ergebnissen zieht Podzus den Schluß, daß die Siedetemperatur der Kohle wesentlich höher liegt, als bisher angenommen, und daß infolge der Wärmeverluste durch Leitung, Konvektion und Strahlung sich schon unterhalb der einem Dampfdruck von 1 Atmosphäre entsprechenden Siedetemperatur Gleichgewicht einstellt.

Es würde sich demgemäß die Kohle im Lichtbogen so verhalten, als ob man auf einer zu kleinen Flamme Wasser zum Sieden bringen wollte; man denke nur an das Kochen während der Gassperrstunden!

Den Widerspruch zwischen seinen und Lummers Resultaten erklärt er nicht.

Inzwischen hat Herr W. Mathiesen dem Verfasser mitgeteilt, daß auch er mit der Stromstärke in geringem Grade steigende Temperaturwerte gefunden hat. Schließlich haben sich auch bei eigenen wiederholten Messungen an normal brennenden Bogenlampen von 10 bis 200 Amp. Belastung Schwankungen der Temperatur gefunden, die sich aber immer in mäßigen Grenzen hielten. Als Mittelwert aus allen sehr zahlreichen Messungen an Lichtbögen von 10 bis 200 Amp. erhielten wir eine schwarze Temperatur von 3730° absolut.

Es ist auch zweifellos, sowie aus einzelnen Untersuchungen bekannt, daß die Zusammensetzung und vor allem die verschiedene Härte der Kohlen sehr großen Einfluß auf ihre Temperatur haben.

Fassen wir alle Resultate zusammen und berücksichtigen wir, daß auch die von Waidner und Burgess sowie von Podzus gefundenen Temperatursteigerungen im großen ganzen gering sind, so kann man sagen: Die Temperatur des

positiven Kraters der frei in Luft brennenden Kohlenbogenlampe entspricht der Siedetemperatur der Kohle und ist annähernd konstant. Durch noch so große Stromüberlastung kann seine Temperatur und damit seine Flächenhelligkeit über eine gewisse Höhe nicht gesteigert werden. Namentlich unter normalen Verhältnissen wächst mit zunehmender Stromstärke die Größe des Kraters, während seine Flächenhelligkeit sich nicht ändert. Auf diesem Wege ist also ein Fortschritt nicht zu erzielen.

Seine schwarze Temperatur können wir unter Berücksichtigung der sichersten Ergebnisse zu rund 3700⁰ absolut, seine wahre zu rund 4200⁰ absolut, seine mittlere Flächenhelligkeit zu rund 180 HK/mm² bei Bogenlampen größerer Stromstärke ansetzen.

3. Die Druckbogenlampe von Lummer.

In konsequenter Verfolgung des Violleschen Gedankens, daß die Temperatur des positiven Kraters der Bogenlampe die Sublimationstemperatur der Kohle bei Atmosphärendruck ist, zog Wilson[1]) den Schluß, daß man bei einer unter Druck brennenden Bogenlampe diese Sublimationstemperatur und damit die Temperatur des Kraters der Bogenlampe erhöhen kann, wie man umgekehrt natürlich durch Verminderung des Druckes die Temperatur der Bogenlampe herabsetzen kann.

Zunächst erhielt Wilson jedoch einen Mißerfolg, insofern als er bis 5 Atmosphären Druck nur eine minimale Zunahme, darüber eine beträchtliche Abnahme der Temperatur erhielt; jedoch waren die Versuche nicht einwandfrei, weil die Strahlung durch das stark entwickelte NO_2 absorbiert wurde.

Bei Wiederholung dieser Versuche mit Fitzgerald[2]) in einem Gemisch von Wasserstoff und Kohlenwasserstoffen konnten sie nun eine Zunahme der Strahlung mit dem Druck feststellen.

Diese Untersuchungen gerieten zunächst in Vergessenheit und wurden erst wieder von Lummer[3]) aufgenommen und konsequent durchgeführt.

Der erwartete Erfolg trat tatsächlich ein, und zwar waren die erzielten Steigerungen der Temperatur und Flächenhelligkeit ganz außerordentlich.

In Fig. 7 sind die auf absolute schwarze Temperatur umgerechneten Werte in Abhängigkeit vom Druck eingetragen, und zwar, wie aus der Figur ersichtlich, für Effektkohlen von 8,5 mm Durchmesser bei zwei verschieden hohen Belastungen von 26 bzw. 40 Amp. Man sieht, daß die Temperatur mit dem Druck kontinuierlich ansteigt, und zwar schneller als der Druck.

[1]) W. E. Wilson, Proc. Roy. Soc. **58**, 174. 1895.
[2]) W. E. Wilson und G. F. Fitzgerald, Proc. Roy. Soc. **60**, 377. 1897.
[3]) O. Lummer, a. a. O.

Effektkohlen verwandte Lummer, weil zwischen Reinkohlen kein stabiler Lichtbogen bei Überdruck zu erhalten war.

Die Kurven zeigen zugleich, daß in verschiedenen Belastungsbezirken die Drucktemperaturfunktion eine andere ist; bei höherer Belastung steigt die Temperatur schneller mit dem Druck als bei geringerer Belastung. Dies scheint die Auffassung von Podzus zu bestätigen, daß nicht die wahre Verdampfungstemperatur unter Druck erreicht wird, ein Schluß, den auch Wilson und Fitzgerald aus ihren Messungen zogen.

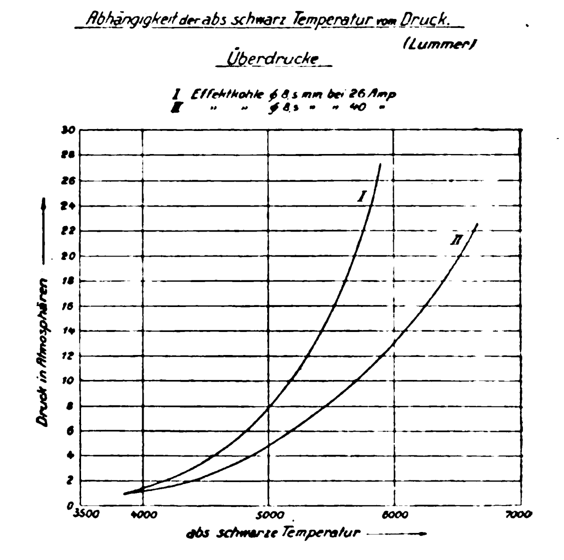


Fig. 7.

(Wir wollen unseren weiteren Betrachtungen die für die Druckbogenlampe günstigere Kurve II zugrunde legen.)

Die mit wachsendem Druck steigende Temperatur des Kraters übt natürlich einen ganz bedeutenden Einfluß auf die Flächenhelligkeit des Kraters aus, wie man aus Fig. 8 ersieht. Danach ist bei einer absoluten schwarzen Temperatur von etwa 3800⁰ die Flächenhelligkeit 180 Kerzen pro qmm. Sie steigt bei 5100⁰ absoluter schwarzer Temperatur auf rund 1200 Kerzen pro qmm. Ein Vergleich dieser Abbildung mit der vorhergehenden zeigt, daß diese Flächenhelligkeit einem Druck von 6 Atmosphären, im Falle der Kurve II, d. h. also im günstigeren Falle entspricht.

Die Verhältnisse bei diesem Druck sind deshalb zum Vergleich herangezogen, weil das derjenige Druck ist, unter dem die Bogenlampe noch einigermaßen ruhig brennt und bei welchem die praktische und technische Ausführungsmöglichkeit noch gegeben wäre. Diese zahlenmäßigen Verhältnisse wollen wir für später im Auge behalten.

Die Fig. 7 zeigt, daß rein physikalisch die Möglichkeit besteht, die Temperatur der Bogenlampe

durch Steigerung des Druckes, unter dem sie brennt, beliebig zu erhöhen. Tatsächlich hat auch Lummer bereits die Sonnentemperatur, zu 6000° absolut angenommen, um etwa 1700° übertroffen. Es ist allerdings dabei zu berücksichtigen, daß wegen der spektralen Lichtempfindlichkeitskurve unseres Auges ein Hinausgehen über die Sonnentemperatur im beleuchtungstechnischen Sinne wenig Zweck hat, da die Ökonomie mit steigendem Reichtum an kurzwelligem Licht wegen der geringen Augenempfindlichkeit in diesem Gebiet über ein gewisses Maß nicht zu vergrößern ist.

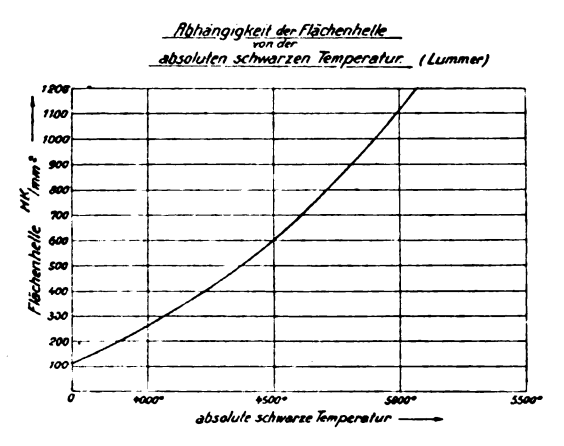


Fig. 8.

Wenn wir jedoch hiervon ganz absehen, so stehen der Möglichkeit, durch beliebige Drucksteigerung die Flächenhelligkeit der Bogenlampe beliebig zu erhöhen, praktisch unüberwindliche Schwierigkeiten entgegen. Die Bogenlampe brennt unter größerem Druck ziemlich unruhig, die Lichtbogenspannung wächst beträchtlich bzw. nimmt die Lichtbogenlänge so stark ab, daß eine sehr starke Abschattung der positiven Kohle durch die negative Kohle erfolgt. Schließlich muß die ganze Bogenlampe in einem druckfesten Gehäuse eingeschlossen werden, in das Zuleitungen, Reguliervorrichtungen usw. luftdicht eingeführt sein müssen, wozu noch ein Aggregat für ein komprimiertes Gas (Wasserstoff [!] oder Kohlensäure) hinzukäme. Ganz besonders würde dieser Einschluß der Lampe in ein druckfestes Gehäuse bei Kohlenwechsel sowie bei Betriebshemmungen sehr störend sein.

Noch größere technische Schwierigkeiten würden bei Verwendung der Druckbogenlampe im Projektionsapparat oder im Scheinwerfer entstehen, da zu den oben genannten das Umschließen der Bogenlampe mit einem druckfesten, durchsichtigen Mantel von Glas oder Quarz hinzukäme, der etwa 90 bis 120° Raumwinkel für die Lichtausstrahlung freigeben müßte, so daß man namentlich bei Bogenlampen mit größeren Stromstärken, wie sie heute in Projektionsapparaten und namentlich in Scheinwerfern (bis zu 200 Amp.) verwandt werden, ohne Wasserkühlung der durchsichtigen Kappe nicht auskäme, wobei überhaupt noch zweifelhaft ist, ob eine solche Vorrichtung bei großen Strombelastungen technisch einwandfrei durchzuführen ist. Würde man sich auf die Ausnutzung eines kleineren Raumwinkels beschränken, so würde die Ausnutzung der Lichtquelle und damit die Helligkeit des Scheinwerfers bzw. des Projektionsapparates wieder sinken, der Erfolg aber nur ein teilweiser sein.

Noch weniger würde es wohl angängig sein, den ganzen Projektionsapparat oder den ganzen Scheinwerfer als Druckgehäuse auszubilden. Man denke nur an die bei großen Scheinwerfern zum Schutze gegen das Springen notwendigerweise unterteilte Abschlußscheibe.

All dieses, Störungen im Betrieb der Lampe, der notwendige Kohlenwechsel, das Beschlagen der Glasoberfläche durch die Verbrennungsprodukte der Kohle, die Explosionsgefahr infolge Springens des Glases, das Mitführen von Druckgas und Kühlwasser usw., würde technisch die allergrößten Schwierigkeiten ergeben, wobei noch zu beachten ist, daß über 40 Amp. hinaus die Druckbogenlampe überhaupt noch nicht erprobt ist und daß ein Lichtbogen von 150 bis 200 Amp. schon unter normalen Umständen ein schwierig zu meisterndes Gebilde ist, geschweige denn bei den durch den Druck des umgebenden Gases zu erwartenden Verwicklungen.

Es ist mir nicht bekannt, daß die Druckbogenlampe in der Praxis Anwendung gefunden hätte, und man wird heute wohl sagen können, daß sie stets zwar ein außerordentlich interessantes physikalisches Experiment bleiben, dagegen wohl kaum praktische Anwendung finden wird.

4. Die Unterdrucklampe von Lummer.

Etwas abseits von unserem Thema liegen die von Lummer[1]) angestellten Versuche an der Bogenlampe unter vermindertem Druck, jedoch sollen sie hier kurz Erwähnung finden, da sie das Gesamtbild vervollständigen.

Es ist nach dem eben Gesagten ohne weiteres klar, daß sinkender Druck Erniedrigung der Temperatur des Kraters und seiner Flächenhelligkeit bedeutet. Fig. 9 gibt die Drucktemperaturkurve, Fig. 10 die Temperaturflächenhelligkeitskurve bei vermindertem Druck wieder.

Die Untersuchungen bei Unterdruck sind aber weniger hierdurch als durch die Schmelzphänomene interessant. Lummer beobachtete auf dem durch Projektion stark vergrößerten Kraterbild bei $^1/_2$ Atm. einen „wabenartigen" Grund, über dem

[1]) O. Lummer, l. c.

sich hellere, vier-, fünf- bis sechseckige „Fische“ zu bewegen schienen; der Grund erweckt den Eindruck, flüssig zu sein, während die Fische als

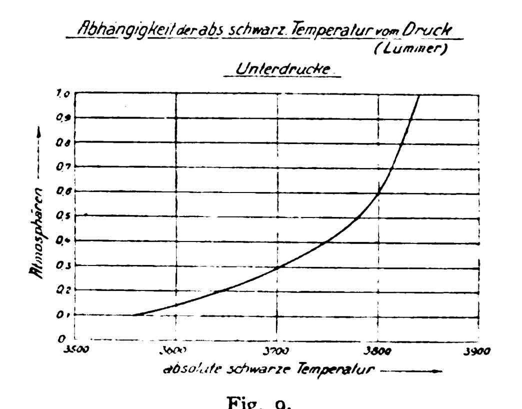


Fig. 9.

schwimmende feste Graphitkristalle angesprochen werden. Diamant, Retortenkohle, Holzkohle, Ruß wurden gleichfalls zum Schmelzen gebracht; das

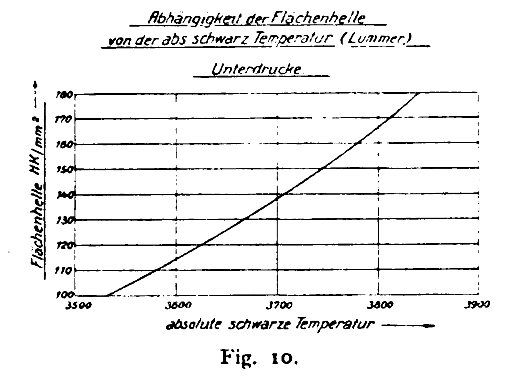


Fig. 10.

feste Produkt ist stets Graphit. Die Erscheinungen konnten zwischen $^1/_5$ und 2 Atm. verfolgt werden. Unter $^1/_5$ Atm. wird der Zustand „zähflüssig“, die „Fische“ fehlen.

An und für sich ist ja zu erwarten, daß die Dampfdruckkurve der Kohle die flüssige Phase bei einem bestimmtem Temperaturintervall schneidet, d. h. bei einem bestimmten Druck. Jedoch sind viele Beobachter, die das Schmelzphänomen beobachteten, sehr skeptisch, weniger wegen der zu beobachteten Erscheinungen, die vielleicht an sich auch eine andere Deutung zuließen (möglicherweise gibt der von Hagenbach[1]) beobachtete Glimmlichtbogen, bei dem das die Anode überziehende Glimmlicht in viele einzelne Punkte aufgelöst ist, einen Fingerzeig?), als wegen der einander anscheinend widersprechenden Bedingungen, bei denen das Schmelzphänomen auftritt, und wegen der seltsamen „Ermüdungserscheinungen“, dem allmählichen Verschwinden des Schmelzphänomens in verbrauchter Luft im Gefäß und seinem Wiedererscheinen bei Einlaß von Frischluft. So fand Lummer die Temperatur der Kohle in flüssigem Zustand höher als im festen; jedoch bedingt die Erzeugung dieser Temperatur bei der positiven Kohle einen schwachen Strom (maximal 15 Amp.), bei der negativen Kohle einen sehr starken Strom (110 Amp.) unter sonst gleichen Verhältnissen. Das ist mit dem Verlauf der Dampfspannungskurve kaum in Einklang zu bringen und enthält auch einen Widerspruch zu den oben erörterten Untersuchungen Lummers, wonach die Temperatur der negativen Kohle nicht über die Verdampfungstemperatur (feste — dampfförmige Phase) der positiven hinaus gesteigert werden kann, während doch zur Verflüssigung die Temperatur der positiven Kohle über ihre normale Temperatur hinaus gesteigert werden müßte. Ferner ist nicht zu verstehen, warum oberhalb einer gewissen Stromstärke die Kohle als fester Körper, unterhalb derselben als Flüssigkeit verdampft.

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß Hagenbach[2]), der das Phänomen näher studierte, in einer Schwefelkohlenstoffatmosphäre, die sich unter Ausscheidung von Ruß zersetzt, das Phänomen nicht beobachten konnte, während er es sonst unter den angegebenen Versuchsbedingungen erhielt.

Wer das interessante „Schmelzphänomen“ je beobachtet hat, wird diesen Eindruck nicht vergessen. Um so bedauerlicher ist es, daß es bisher nicht eingehender untersucht und die Widersprüche aufgeklärt sind. (Fortsetzung folgt.)

[1]) A. Hagenbach, Verh. d. D. Physik. Ges. **13**, 1047. 1911; Physik. Zeitschr. **12**, 1015. 1911.

[2]) A. Hagenbach, Handb. d. Radiologie IV, 444. Leipzig 1917.

Originalmitteilungen.

Über ein neues Vakuummanometer.

Von H. Riegger.

Vorgetragen in der Sitzung am 21. November 1919.

Einleitung.

Die Entwicklung der Hochvakuumphysik der letzten Jahre machte es notwendig, auch Meßmethoden für sehr kleine Gasdrucke auszuarbeiten. Von den vorhandenen Verfahren, welche unmittelbar den Druck messen, kann, von dem nach Mac Leod benannten abgesehen, nur dasjenige von Scheel und Heuse[1]) Anspruch auf größere

[1]) K. Scheel und W. Heuse, Ber. d. D. Physik. Ges. **I**, 11. 1909.

Empfindlichkeit machen. Diese messen die Verschiebung einer Kupfermembran mittels optischer Interferenzen und erreichen einen Meßbereich bis 10^{-5} mm Hg. Nach denselben Verfassern gibt das Verfahren von Mac Leod im gleichen Bereich unter den nötigen Vorsichtsmaßregeln zuverlässige Werte. Ich möchte darauf hinweisen, daß zu diesen Vorsichtsmaßnahmen auch die Rücksicht auf gelegentliche elektrostatische Störungen gehört, welche die Einstellung der druckmessenden Quecksilbersäule um mehrere Millimeter falsch machen können.

In neuerer Zeit fand das Manometer nach Mac Leod für Vakuumkontrolle auch unterhalb 10^{-5} mm Verwendung. Es zeigt sich nämlich, wenn man das Quecksilber soweit hebt, daß das zusammengedrückte Volumen unmerklich wird, die Erscheinung, daß beim Senken das Quecksilber hängen bleibt und erst abreißt, wenn eine gewisse Höhendifferenz zwischen den beiden Quecksilberkuppen vorhanden ist. Erfahrungsgemäß hängt diese Differenz von der Größe des erreichten Vakuums ab und kann also zu dessen Messung dienen.

Von den indirekten Methoden sei zunächst auf die von Pirani[1]) vorgeschlagene Benutzung der Wärmeleitfähigkeit hingewiesen. Diese wird teils durch Widerstandsänderung eines dünnen Drahtes (Pirani[1]), Hale[2]) u. a.), teils durch Erwärmung eines Thermoelementes (Rohn)[3]) gemessen. Die Empfindlichkeit reicht bis gegen 10^{-5} mm, aber die Skala wird für die niedrigsten Drucke recht ungünstig.

Bis zum Drucke von 10^{-7} mm scheint ein von Langmuir[4]) angegebenes Manometer verwendbar zu sein. An einem dünnen Draht innerhalb des evakuierten Raumes hängt eine horizontale Scheibe. In kleinem Abstand unterhalb derselben befindet sich eine zweite, welche durch ein von außen einwirkendes Drehfeld in schnelle Rotation versetzt wird. Bei der Reflexion an dieser erhalten die Moleküle eine Geschwindigkeitskomponente in der Rotationsrichtung und verursachen, daß die aufgehängte Scheibe sich in der Rotationsrichtung um einen gewissen Winkel dreht, der von der Zahl der vorhandenen Moleküle abhängt. Der Ausschlag ist dabei proportional der Wurzel aus dem Atomgewicht, also von der Gasart beeinflußt.

Große Bedeutung hat in der Verstärkertechnik eine Ionisationsmethode (nach dem Vorschlage von Fr. J. Hausser-Ganswindt und H. Rukop) gewonnen. Die von einem Glühdraht kommenden Elektronen können auf ihrem Wege zu einer Elektrode ionisierend wirken. Die positiven Ionen werden dann durch entsprechende Spannung einer dritten Elektrode zugeführt, und der so erhaltene Ionenstrom wird gemessen. Da die Zahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen vom Druck abhängt, bildet die Größe des Ionenstromes ein relatives Maß zur Vakuumkontrolle.

Weiter veröffentlichte vor einigen Jahren Knudsen[1]) eine Arbeit über ein absolutes Manometer. Da das weiter unten zu beschreibende Instrument das gleiche Prinzip anwendet, sei auf diese Methode etwas ausführlicher eingegangen. Zwei Flächen stehen in dem evakuierten Raum einander gegenüber in einem Abstande, der klein sein soll gegen die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle. Die Flächen sollen sich auf verschiedener Temperatur befinden, die eine habe etwa die Temperatur T_2 der Glaswandung des Raumes, die andere eine, willkürlich gewählte etwas höhere Temperatur T_1. Die kältere Fläche wird auf ihrer Rückseite von Molekülen getroffen, welche von der Glaswandung kommen, auf der anderen von solchen, die von der heißeren Fläche größere Geschwindigkeit mitbringen. Ist sie beweglich, so wird sie sich von der heißen Fläche entfernen. Die abstoßende Kraft K ist nach Knudsen:

$$K = \frac{p}{4} \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

für kleine Temperaturdifferenzen, also proportional dem Drucke p und der Temperaturdifferenz. Die theoretisch abgeleitete Gleichung wird empirisch bestätigt. Indes ist die Abstoßung nicht unabhängig von der Gasart. Es zeigte sich nämlich (nach Knudsens weiteren Untersuchungen), daß die Moleküle bei der einmaligen Reflexion an einer Fläche, mit der sie nicht im Temperaturgleichgewicht sind, noch nicht die volle dem Temperaturgleichgewicht entsprechende Geschwindigkeit erhalten. Die Abweichung ist um so größer, je kleiner das Molekulargewicht ist, wird also bei Wasserstoff am größten. Welchen Einfluß dies auf die Druckmessung hat, werden wir später sehen. Dieses Prinzip hat Knudsen zum Bau verschiedenartiger Instrumente verwandt, bei welchen teils mit Fernrohr, teils mit Mikroskop abgelesen wird.

Beschreibung des Vakuummanometers.

Bei der Konstruktion des Manometers waren verschiedene Gesichtspunkte maßgebend. Das Instrument sollte für direkte Ablesung eingerichtet sein, so daß Fernrohr und Mikroskop vermieden werden können. Da das bewegliche System naturgemäß nur sehr kleine Direktionskraft bekommen kann, müssen elektrostatische Störungen möglichst vermieden werden. Schon Knudsen hat auf diese Notwendigkeit hingewiesen. Die Skala sollte so-

[1]) M. v. Pirani, Ber. d. D. Physik. Ges. 1906.
[2]) Hale, Trans. of the Americ. el. Soc. 1911.
[3]) W. Rohn, Zeitschr. f. Elektrochemie **20**, 539. 1914.
[4]) J. Langmuir, Phys. Rev. 1913. S. 337.

[1]) M. Knudsen, Ann. **32**, 809. 1910.

dann für einen großen Bereich möglichst linear sein. Um zu vermeiden, daß der Druck im Manometer infolge dauernder Gasabgabe bei sehr hohem Vakuum ein anderer ist, als in dem Gefäß, dessen Vakuum man messen will, muß das Manometer heizbar eingerichtet werden, so daß es vor Gebrauch (bei Messungen unterhalb 10^{-5} mm) in einen Zustand gebracht werden kann, bei dem es keine Gase mehr abgibt.

Wie der Bau des Instrumentes den verschiedenen Forderungen gerecht wird, zeigt die Fig. 1. Das Bild ist ein Vertikalschnitt durch das Manometer. An einem dünnen Wolframdraht hängt der Drehkörper. In eine kreisrunde Aluminiumscheibe wurden radiale Schlitze eingeschnitten. Die einzelnen Sektoren wurden dann aus der Scheibenebene abgebogen, so daß sie gegen die letztere einen Winkel von 45° bilden. Es entsteht so ein Flügelrädchen von der Form des Rades eines Windmotors. Ihm gegenüber befindet sich ein kreisförmiges Heizband von ungefähr 7 mm Breite und 6 Tausendstel mm Stärke. Die Stromzuführung zu dem Heizband kommt von oben. Wird nun das Band durch einen elektrischen Strom geheizt, so wirken die von ihm kommenden Moleküle mit größerer Geschwindigkeit auf das Flügelrädchen, als die von der Wandung reflektierten und haben einen ähnlichen Erfolg wie der Wind auf den Windmotor. Die Empfindlichkeit ist natürlich von der Größe des Heizstromes abhängig. Mit dem Aluminiumrädchen fest verbunden ist eine Skala von Kreiszylinderform. Ein Vertikalstrich an der äußeren Glasfläche dient als Nullmarke für die Ablesung. Am besten benutzt man den Schatten dieser Marke auf dem Skalenzylinder, um parallaxenfrei zu sein. Durch einen Elektromagneten kann das Instrument gedämpft werden.

Die zentrische Symmetrie des Drehkörpers verbürgt eine möglichste Fernhaltung von elektrostatischen Störungen. Das bewegliche System ist außerdem mit dem Heizband an einer Stelle leitend verbunden, um Potentialdifferenzen infolge der Aufladung gegen das Heizband zu vermeiden. Der Abstand zwischen Heizband und Rädchen ändert sich bei der Bewegung nicht. Das Drehmoment ist daher unabhängig vom Ausschlag. Dadurch wird einerseits bei konstanter Temperaturdifferenz eine lineare Skala erreicht, andererseits ermöglicht, mehrere Umdrehungen zur Messung zu verwenden. Man kann dadurch einen großen Meßbereich umfassen, ohne die Heizstromstärke zu variieren.

Das ganze Instrument ist in einem schweren eisernen Sockel befestigt. Ein zylindrischer Heizofen kann bequem darüber gestülpt und auf etwa 420° erwärmt werden.

Fig. 1. Vakuummeter nach H. Riegger.

Fig. 2. Ausführung des Vakuummeters.

Fig. 2 zeigt eine photographische Aufnahme des Manometers. Die Form des Elektromagneten zur Dämpfung ist aus derselben ersichtlich. Bei der Messung wird der Magnet auf den Sockel gestellt, so daß seine Pole eine Lage bekommen, wie aus Fig. 1 hervorgeht.[1])

[1]) Vgl. Deutsche Patentschrift Nr. 291116 von Siemens & Halske.



Messungen mit dem Instrument.

Die Messungen können in zweierlei Weise erfolgen. Einmal, indem man den stationären Ausschlag bei eingeschalteter Dämpfung abliest, oder ballistisch ohne Dämpfung. Die Dämpfung wird im letzteren Falle erst nach der Ablesung des Umkehrpunktes eingeschaltet, damit das System dann möglichst bald zur Ruhe kommt. Die ballistische Methode verdient den Vorzug. Einmal gibt sie naturgemäß größere Empfindlichkeit. Sodann zeigte es sich, daß sie auch zuverlässigere Resultate liefert. Namentlich bei sehr empfindlichen Instrumenten kommen kleine Nullpunktswanderungen vor. Durch Ablesung des Nullpunktes vor und nach der Messung ist dieser Fehler am leichtesten zu berücksichtigen. Verschiedene ballistische Messungen bei konstantem Durck ergaben so nur Abweichungen von $^1/_2$ bis $1^0/_0$.

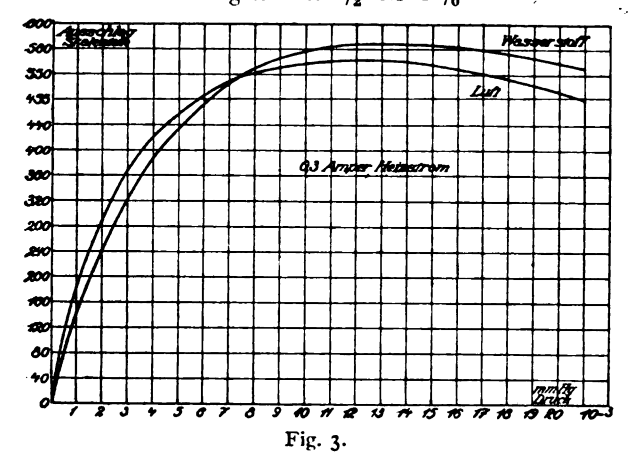


Fig. 3.

Die Fig. 3, 4 und 5 zeigen Eichkurven. Sie gelten für ein sehr empfindliches Instrument und ballistische Ablesung. Da bei sehr hohem Druck, z. B. Atmosphärendruck, das Instrument naturgemäß seine Eigenschaften verliert, muß die Eichkurve ein Maximum an einer Stelle haben. Nach Fig. 3 liegt dieses für Luft etwa bei $^1/_{100}$ mm. Bei größeren Drucken fällt der Ausschlag sehr langsam auf Null ab, ja er kann, wahrscheinlich infolge Zirkulation, sogar negativ werden. Da einer ganzen Umdrehung des Instrumentes 100 Skalenteile entsprechen, geht aus den Kurven hervor, daß bis zu fünf ganzen Umdrehungen bei der Messung verwandt wurden. Mit der Stromstärke 0,3 Amp. umfaßt man demnach den ganzen Bereich bis $3 \cdot 10^{-6}$ mm für einen Skalenteil.

Wie die Fig. 4 und 5 zeigen, nähern sich die Kurven mit kleiner werdendem Druck der Geradlinigkeit. Die Eichung mit einem Mac Leod-Manometer ging allerdings nur bis 10^{-5} mm, für kleinere Drucke sind die Kurven daher extrapoliert. Nach Fig. 5 würde man für einen Skalenteil $5 \cdot 10^{-7}$ mm Druck bekommen. Da der Abstand der einzelnen Skalenteile etwa $1^1/_2$ mm ist und man bei ballistischen Messungen nach der Multiplikationsmethode den Ausschlag vergrößern kann, könnte man Drucke zwischen 10^{-6} und 10^{-7} noch messend verfolgen. Wie groß indes bei so kleinen Drucken Störungen infolge Gasabgabe usw. sind, wurde noch nicht untersucht. Ein so empfindliches In-

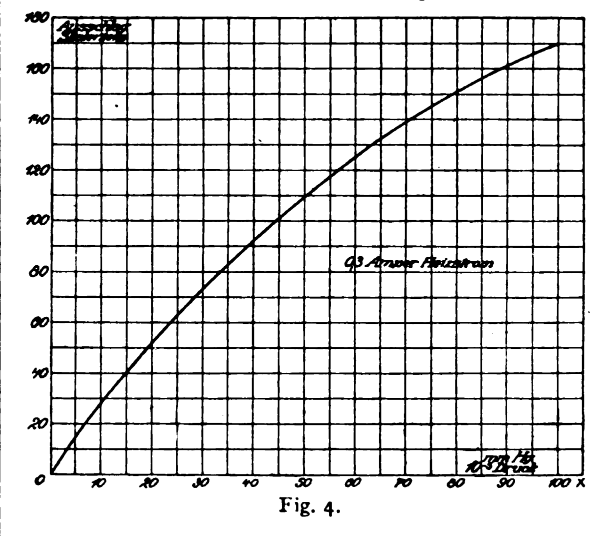


Fig. 4.

strument hat eine halbe Schwingungsdauer von $1^1/_2$ Minuten. Begnügt man sich damit, nur Vakua bis gegen 10^{-6} mm zu messen, so ist ein System mit größerer Direktionskraft und einer Periode von etwa 1 Minute empfehlenswerter. Die Temperatur des Heizbandes beträgt bei 1 Amp. ungefähr 130^0.

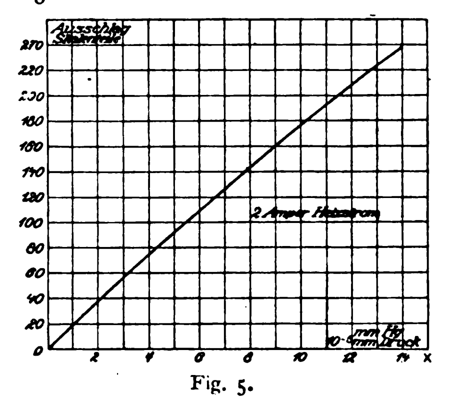


Fig. 5.

Der Einfluß der Gasart kann nach Fig. 3 beurteilt werden. Es findet sich dort auch eine Aufnahme mit Wasserstoff. Während die Empfindlichkeit bei größeren Drucken größer als in Luft ist, bleibt sie bei kleineren Drucken hinter derselben zurück. Der Unterschied beträgt etwa $20^0/_0$. Da nun Wasserstoff ein extremes Gas ist, ist damit der größte Fehler infolge unbekannter Zusammensetzung des Gases durch die Wasserstoffkurve gegeben.

(Eingegangen am 24. Dezember 1919.)

Über die Messung zeitlich veränderlicher Geschwindigkeiten von Gasströmen.

Von R. Seeliger und K. Lintow.

Gelegentlich einiger methodischer Untersuchungen über die hydrodynamisch sehr interessante Erscheinung der sog. Struktur des Windes[1]) wurde der eine von uns auch auf die Frage geführt, inwieweit die Messung der Geschwindigkeit eines Gasstromes mit Hilfe eines Staugerätes auch dann noch zu richtigen Resultaten führt, wenn diese Geschwindigkeit nicht konstant, sondern zeitlich veränderlich ist. Eine eingehendere Beantwortung dieser Frage auf theoretischem Weg führte zu vorläufig unüberwindlichen Schwierigkeiten, und auch in der Literatur waren keine diesbezüglichen Angaben aufzufinden. Wir haben deshalb nun versucht, auf experimentellem Weg einen Beitrag zur Lösung des genannten, vermutlich nicht nur für den speziellen Zweck der Winduntersuchung wichtigen Problems zu geben. Die Versuche mußten mit relativ bescheidenen Mitteln angestellt werden und haben deshalb, wie ausdrücklich bemerkt sei, in der Hauptsache orientierenden Charakter; sie werden aber vielleicht die Anregung zu einer eingehenderen Bearbeitung von anderer Seite geben.

Das Problem, das manche Ähnlichkeit hat mit einem in der Physiologie, namentlich von O. Frank und seinen Schülern, zum Zwecke der Registrierung von Pulsen u. dgl. unter Verwendung einer sogenannten Lufttransmission ausführlich behandelten[2]), ist das folgende: Es soll die Geschwindigkeit eines freien Luftstromes gemessen werden in der üblichen Weise mit Staugerät und Manometer; wie liegen die Verhältnisse, wenn die Geschwindigkeit nicht zeitlich konstant ist, sondern sich mit der Zeit verhältnismäßig rasch ändert, d. h. insbesondere, welche Leitlinien lassen sich für eine Registrierung des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufes aufstellen? Die Bearbeitung dieser Frage muß unseres Erachtens einer wirklich wissenschaftlichen Untersuchung der Windstruktur vorangehen, da man andernfalls vollständig im Dunkeln tappt und — wie die bisherigen Windmeßanlagen zeigen[3]) — ernstlich verwertbare Resultate nicht erhalten kann. Wie der eine von uns bereits betonte, genügt strengeren physikalischen Anforderungen bisher nur der von Gerdien und Holm[1]) angegebene elektrische Anemoklinograph, während die üblichen Böenschreiber in Konstruktion und Aufstellung selbst geringen Anforderungen vom physikalischen Standpunkt aus nicht entsprechen und kaum zu einer ersten Orientierung brauchbar sind.

Versuchsanordnung. Unsere Versuchsanordnung zerfiel im wesentlichen in 4 Teile, die zunächst kurz beschrieben seien, und zwar in der endgültigen, zum Teil erst nach recht langwierigen Vorversuchen festgelegten Form. Wir wollen sie bezeichnen mit Gebläse, Staugerät, Übertragungsleitung und Registrierapparat.

a) Das Gebläse. Um einen Luftstrom mit reproduzierbar festgelegtem zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf zu erhalten, benutzten wir ein durch Motor angetriebenes Zentrifugalgebläse, das die Luft dauernd in einen hölzernen Windkanal von quadratischem Querschnitt $9{,}5 \times 9{,}5$ cm hineinpumpte. Die Öffnung des Kanals gegen den freien Luftraum war verschlossen von einem Schlitzverschluß, bestehend aus einem in geeigneter Führung frei beweglich laufenden Fallbrett mit einer quadratischen Öffnung gleich dem Kanalquerschnitt. Das Brett fiel nun entweder aus bestimmter Höhe herab und gab dabei die Öffnung für kurze Zeit frei oder es wurde durch eine Arretierung im freien Fall gerade dann aufgehalten, wenn die Öffnung direkt vor dem Kanal stand, so daß dem Luftstrom in kurzer Zeit der Weg dauernd freigegeben wurde. Aus der gewählten Fallhöhe und der Größe der Öffnung berechnet sich die Zeit, in welcher diese am Kanalquerschnitt vorbeistreicht bzw. denselben dauernd öffnet, zu etwa 0,1 sec. Wir stellten uns in dieser Weise also einen Luftstrom her, dessen Geschwindigkeit entweder innerhalb der Zeit von 0,1 sec. zackenförmig zwischen den Werten Null emporschnellte oder im zweiten Fall vom Wert Null innerhalb der genannten Zeit zu einem konstanten Wert aufstieg; die Geschwindigkeit bei voll geöffnetem Kanal betrug am Or des Staugerätes rund 8 m/sec und wurde vor jedem Versuch mit einem Prandtlschen Staugerät und Toluolmanometer kontrolliert.

Es ist nun natürlich nicht zu erwarten, daß die Höhe der genannten Zacke bzw. der Geschwindigkeitsstufe übereinstimmt mit dem stationären Geschwindigkeitswert von (8 m/sec) oder daß der zeitliche Geschwindigkeitsverlauf übereinstimmt etwa mit dem rein geometrisch sich aus dem Vorbeistreichen der Schlitzöffnung am Kanalquerschnitt sich ergebenden; bei Öffnung des Verschlusses wird vielmehr sicherlich eine Art von Frontwelle entstehen, ganz abgesehen von einer Verbreiterung des Luftstrahles

---

[1]) Vgl. R. Seeliger, Phys. Zeitschr. **20**, 403, 1919.

[2]) O. Frank, Zeitschr. f. Biologie **50** (32), 309, 1908 und siehe andere Arbeiten in der genannten Zeitschrift.

[3]) Längen der Übertragungsleitung vom Staugerät zum Registrierapparat von der Größenordnung 10 Meter sind hier das durchaus übliche (in einem Fall betrug die Länge 42 m!); die Eigenschwingungsdauer der Registrierapparate nach dem Modell von Fueß und Steffens-Hedde ist von der Größenordnung von 1 sec. Damit ist natürlich von vornherein eine Aufzeichnung von Pulsationen ausgeschlossen, die in Bruchteilen der Sekunde sich abspielen.

[1]) Anm. bei der Korrektur. Es ist hier noch eine Arbeit von C. V. Krieg, Phil. Mag. **29**, 556, 1915, zu erwähnen.

und von Wirbelbildungen, Erscheinungen, die ja vielfach schon untersucht worden sind.[1]) Alle diese Komplikationen sind aber wenig störend, solange man wie in der vorliegenden Untersuchung nicht auf den wirklichen Geschwindigkeitsverlauf am Ort des Staugerätes und seine getreue Registrierung eingeht, sondern nur verschiedene Übertragungsleitungen und Staugeräte miteinander vergleichen, also lediglich stets denselben Geschwindigkeitsverlauf reproduzieren will; das Studium des erstgenannten Problems ist experimentell und theoretisch natürlich ungleich schwieriger als das des hier behandelten. Schon die ersten Versuche zeigten uns nun aber, daß auch die Bedingung der vollständigen Reproduzierbarkeit eines Geschwindigkeiesverlaufes mit unserer Anordnung nicht streng erfüllt werden kann, offenbar deshalb, weil der vom Ventilator gelieferte Luftstrom an sich stark wirbelig ist, was sowohl für die Wirkung des Schlitzverschlusses wie für die des Staugerätes in prinzipiell leicht verständlicher Weise von Einfluß sein muß. Die Wirbel im Kanal konnten wir nun in bekannter Weise zum Teil, wenn auch nicht vollständig[2]), durch eingeschaltete radiale Pappfilter vernichten, den Rest ihrer störenden Wirkung aber dadurch unschädlich machen, daß wir stets eine Reihe von Beobachtungen derselben Sorte machten und die jeweils charakteristischen Resultate so durch eine Art von Mittelwertsbildung gewannen. Bei sachgemäßer Diskussion der Einzelmessungen — es genügten meist schon 5 solche — ist dies Verfahren recht weitgehend brauchbar, läßt sich aber durch Konstruktion eines Windkanals mit größeren Mitteln nach dem Vorgang der Göttinger Versuchsanstalt sicher unschwer durch ein besseres ersetzen.

b) Die Staugeräte. Die zu vergleichenden Staugeräte wurden in der Achse des Kanals 30 cm vor der Öffnung aufgestellt und natürlich stets dafür gesorgt, daß das Zentrum der Öffnung des Staugerätes stets an genau derselben Stelle, die Achse des Staugerätes stets in derselben Richtung, nämlich parallel der Kanalachse, lag; befestigt waren die Staugeräte an der Übertragungsleitung durch einen Gummistopfen, der ein bequemes Auswechseln erlaubte. Als Staugeräte benutzten wir einfache Pitotrohre aus Glas mit eben abgeschliffener Stirnfläche und zwar auf Grund einiger Vorversuche und theoretischer Überlegungen die in der Maßskizze (Fig. 1) gezeichneten drei Formen. Wie besondere Messungen zeigten, ist der Staukoeffizient aller drei Rohre innerhalb der Meßfehler (maximal $10\,\%$) derselbe und zwar bei richtiger Elimination des statischen Druckes mit dem des Prandtlschen Staugerätes übereinstimmend, also gleich 1.

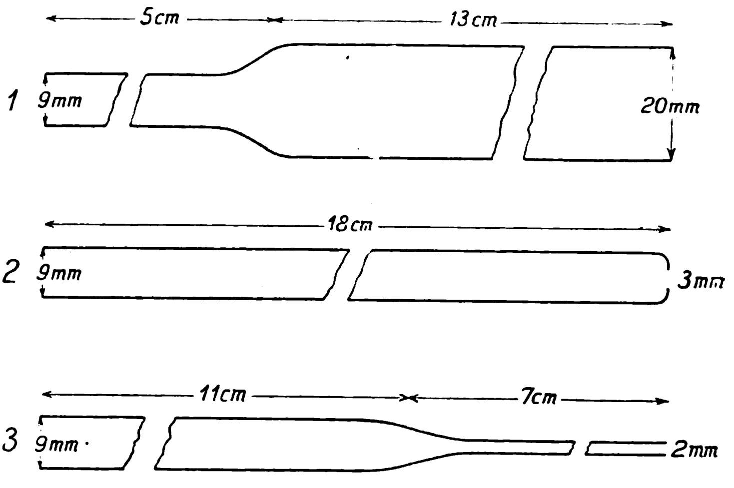
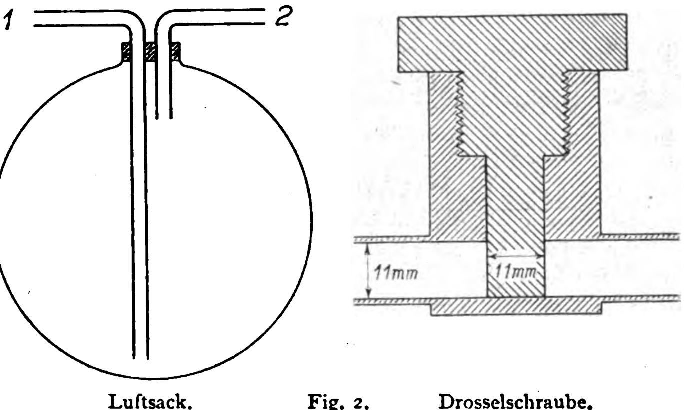



Fig. 1. Staugerät-Formen.



Luftsack. Fig. 2. Drosselschraube.

c) Die Übertragungsleitung. Vom Staugerät führte eine Rohrleitung, die Übertragungsleitung, zum Registrierapparat, mit diesem verbunden durch einen kurzen fest montierten Gummischlauch. Benutzt wurden im ganzen fünf verschieden lange und verschieden weite Rohre, teils aus Glas, teils aus Metall (Gasrohr), nämlich Gasrohre von rund 11 und rund 1 Meter Länge und 13 mm innerem Durchmesser und Glasrohre

[1]) Vgl. etwa Winkelmanns Handbuch, Bd. I 2, S. 1070 f.; 1342 ff.

[2]) Wie die Diskussion der Beobachtungsergebnisse zeigen wird, ist das Vorhandensein nicht zu großer Inhomogenitäten in dem untersuchten Luftstrom sogar ganz erwünscht, weil es zu einigen Folgerungen benutzt werden kann.

von 1 m Länge und 17 bzw. 9 bzw. 5 mm innerem Durchmesser; die kurzen Rohre führten direkt geradlinig vom Staugerät zum Registrierapparat, das lange Gasrohr war in S-förmiger Krümmung gelegt. In diese Rohrleitungen konnten außerdem zwei Vorrichtungen eingeschaltet werden, die wir mit „Luftsack" und „Drosselschraube" bezeichnen. Der Luftsack sollte dienen zum Studium der Wirkung einer Ungleichförmigkeit im Querschnitt der Übertragungsleitung sowohl wie der einer Vergrößerung ihres Volumens; er bestand aus einem 5 Liter fassenden Glaskolben von der in Fig. 2 gezeichneten Form und wurde stets so geschaltet, daß das Rohr 1 auf Seite des Staugerätes, Rohr 2 also auf Seite des Registrierapparates lag. Die Drosselschraube erlaubte, den Querschnitt der Übertragungsleitung an einer Stelle in meßbarer Weise zu verengern; ihre Dimensionierung ergibt sich aus der Maßskizze in Fig. 2 zusammen mit der Angabe, daß die Ganghöhe einer Umdrehung 0,4 mm betrug. Einer Schraubenstellung von 11 Umdrehungen, stets gerechnet von der Stellung vollständigen Verschlusses, entspricht also eine Drosselung der Leitung (auf einer Länge von 11 mm) bis auf $11 \cdot 3{,}6\,^0/_0$ ihres Querschnitts. Untersucht wurden zwei Schaltungen, nämlich eine, in welcher die genannte Vorrichtung unmittelbar hinter dem Staugerät (d. h. also zwischen Staugerät und Übertragungsleitung) und eine, in welcher sie unmittelbar vor dem Registrierapparat (d. h. also zwischen Übertragungsleitung und Registrierapparat) angebracht war.

d) Der Registrierapparat. Aufgabe des Registrierapparates war es, den zeitlichen Verlauf des vom Staugerät aufgenommenen Druckes aufzuzeichnen. Da einige Vorversuche ergaben, daß Flüssigkeitsmanometer zu diesem Zweck unbrauchbar waren, benutzten wir nach dem Vorgang von Frank[1]) ein elastisches Manometer, das große Empfindlichkeit mit großer Eigenfrequenz vereinigte

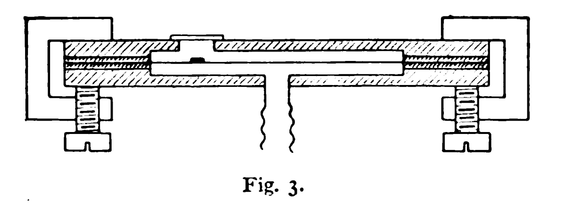


Fig. 3.

Zahlreiche Versuche bezüglich der Wahl des Materials für die elastische Platte und der konstruktiven Einzelheiten führten uns schließlich zu der folgenden in Fig. 3 skizzierten Durchbildung des Manometers, die weitgehend den zu stellenden Anforderungen genügte, die aber — wie wir ausdrücklich bemerken wollen — in manchen Punkten noch wesentlich verbesserungsfähig ist. Eine Glimmerscheibe von 0,04 mm Dicke und 90 mm Durchmesser ist eingespannt in eine Metallkapsel, und zwar zwischen zwei Gummiringen. Der Druck wurde dieser Kapsel auf einer Seite zugeführt; auf der anderen Seite wurden die Durchbiegungen der Scheibe registriert mit Hilfe eines kleinen auf dieselbe aufgeklebten Spiegels (Gewicht 6 mg) und zwar in der üblichen Weise auf abrollendem photographischen Papier, dessen Geschwindigkeit mit Hilfe von halbsekundlichen Zeitmarken kontrolliert werden konnte. Das Manometer wurde vor jedem Versuch in Parallelschaltung mit einem Toluolmanometer statisch geeicht; die Eichkurve verlief in dem von uns benutzten Gebiet praktisch linear (und zwar entsprach einem Ausschlag von 1 cm auf dem photographischen Papier ein Druck von rund 2,2 mm Wasser).

Die Theorie elastischer Manometer der hier benutzten Art, in welchen die elastische Scheibe nicht als Membran auf Dehnung, sondern als Platte auf Biegung beansprucht wird, ist entwickelt von Brömser[1]); der Spiegel sitzt an der Stelle maximaler Neigung der Scheibentangente im Abstand $r/\sqrt{3}$ vom Mittelpunkt. Da die Masse des Spiegels nicht zu vernachlässigen ist gegen die Masse der Scheibe, haben wir die Eigenfrequenz experimentell ermittelt und zu rund 20 $\sec^{-1}$ gefunden; das Dekrement der Dämpfuug ist etwa $\log 2{,}5 = 0{,}4$ und ist, soweit wir feststellen konnten, gleichmäßig. Wie nebenbei bemerkt sei, besteht zwischen der beobachteten und der berechneten Frequenz der Scheibe ein erheblicher Unterschied, es ist die erstere etwa viermal so groß als die letztere. Inwieweit dieser Unterschied zurückzuführen ist auf die elastische, nicht vollkommen starre Randeinspannung (oder auf die Mitwirkung der Spiegelmasse), ist für das Folgende unwesentlich und wurde nicht weiter untersucht. Wichtig ist nur, daß Frequenz und Empfindlichkeit während der Versuche durchaus konstant blieben.

Diskussion der Ergebnisse. Ehe wir nun aus unserem umfangreichen Beobachtungsmaterial zusammenstellen, was uns von Bedeutung für die Lösung des eingangs formulierten Problems zu sein scheint, d. h. zu Richtlinien für die rationelle Anlage von Versuchsanordnungen dienen kann, seien noch einige allgemeine Betrachtungen vorausgeschickt. Die Wirkungsweise eines Staugerätes können wir uns jedenfalls so deuten, daß durch die Öffnung desselben die Übertragungsleitung und das Manometer aufgefüllt werden auf den vor der Öffnung sich ausbildenden Druck; diese Auf-

[1]) O. Frank und Ph. Brömser, Sitzungsber. d. Ges. für Morph. und Biolog. München 1912. Für die Registrierung großer Drucke hat ein derartiges Manometer mit direkt auf der Platte befestigtem Spiegel schon Nernst angegeben zur Untersuchung des maximalen Explosionsdruckes (vgl. Theor. Chemie, S. 96).

[1]) Vgl. Ph. Brömser und O. Frank, a. a. O.

füllung wird also um so rascher vor sich gehen, je größer die Öffnung und je kleiner das aufzufüllende Volumen sind. Andererseits werden aber in der Übertragungsleitung bei Druck- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen Wellen entstehen, deren Wirkung sich, falls sie nicht stark gedämpft sind, in störender Weise über den Auffüllungseffekt lagert. Die Untersuchung wird also, wie bereits aus dieser rohen Überlegung folgt, sich in erster Linie nach zwei Richtungen hin zu erstrecken haben, nämlich auf den Vorgang der Auffüllung und den der Dämpfung. Erschwert wird die Analyse natürlich durch alle Unvollkommenheiten des Registrierapparates als solchem, d. h. durch alle Fehler, die durch ungetreue Aufzeichnung der tatsächlichen Druckschwankungen in der Manometerkapsel hereinkommen und ihren Grund vor allem in einer zu kleinen Frequenz der elastischen Scheibe haben. Die Prinzipien der Registriertechnik, die hier natürlich in Betracht kommen sowohl für die eigentliche Registrierung der Druckschwankungen am Staugerät wie für die Analyse der Vorgänge in der Übertragungsleitung, d. h. also sowohl für das ganze System Leitung und Manometer wie für das Manometer allein, sind von verschiedenen Seiten[1]) bereits entwickelt worden, so daß wir hier nicht darauf einzugehen brauchen. Die relativ kleine Eigenfrequenz unseres Manometers bedingt danach eine erhebliche Komplikation der Deutung der aufgenommenen Kurven bei Verwendung der oben erwähnten kurzen Rohre, sie gibt aber zu weiteren Schlüssen recht brauchbare Resultate bei Benutzung des langen Gasrohres und erlaubt, den Einfluß der Form des Staugerätes, des Luftsackes und der Drosselschraube ohne die sehr komplizierte, in Strenge notwendige Reduktion der registrierten Kurven zu studieren. Für den Fall der langen Leitung, der gerade in der Praxis fast stets vorliegt, haben wir so sehr lehrreiche Bilder erhalten; eine Extrapolation von gewissen hierbei erhaltenen Resultaten auf kurze Übertragungsleitungen in Verbindung mit einigen für die kurzen Rohre auftretenden Erscheinungen soll das Bild nur vervollständigen. Wir wollen deshalb hauptsächlich die Verhältnisse für das Gasrohr von 11 m Länge und 13 mm Durchmesser betrachten.

a) Zeitlich zackenförmig verlaufende Geschwindigkeit. Was zunächst die maximale vom Manometer verzeichnete Amplitude betrifft, die in erster Linie maßgebend ist für die getreue Wiedergabe des tatsächlichen Geschwindigkeitsverlaufes, so soll hier die folgende Tabelle einen Überblick über die Lage der Dinge geben. Sie enthält die Höhe der maximalen Amplitude der registrierten Kurven in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen und ist zu ergänzen durch die folgenden Angaben. Die Amplitude, welche bei stationärer Messung der maximalen Luftgeschwindigkeit entsprechen würde, ergibt sich entsprechend einem Geschwindigkeitsdruck von 4,3 mm Wasser aus der Eichkurve zu etwa 21 mm; der zeitliche Abstand des Maximums in den registrierten Kurven von Beginn des Anstiegs beträgt rund 0,1 sec, so daß dieser Abstand, soweit die Genauigkeit unserer Messungen reicht, getreu wiedergegeben wird. Die Amplitude erreicht dagegen nicht den der wirklichen maximalen Geschwindigkeit entsprechenden Wert (sie bleibt selbst im günstigsten Fall etwa 40 % hinter diesem zurück). Endlich ist noch zu bemerken, daß wir die Drosselschraube, wie bereits oben erwähnt wurde, sowohl zwischen Staugerät und Leitung wie zwischen Leitung und Manometer geschaltet haben; in der Tabelle sind die Resultate nur für die erstere Schaltung angegeben.

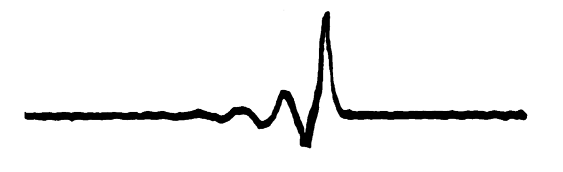
Staurohr	Langes Gasrohr Länge 11 m, Durchm. 13 mm, Volumen 1440 ccm	Langes Gasrohr mit Luftsack Volumen 6540 ccm	Kurzes Gasrohr Länge 1 m, Durchm. 13 mm, Volumen 130 ccm	Kurzes Gasrohr mit Luftsack Volumen 5250 ccm	Langes Gasrohr gedrosselt: ungedrosselt	3 Umdrehungen	1 Umdrehung	0,7 Umdrehungen	0,3 Umdrehungen	0,1 Umdrehung
1	12	2,6	12,5	1,5	12	9	4,5	2	1,5	0,3
2	8	2	12,5							
3	2,5	0,8	6							

Da der Staukoeffizient der drei Pitotrohre derselbe ist, wird man aus der Abnahme der Amplituden mit abnehmender Weite der Stauöffnung ebenso wie aus der Abnahme der Amplitude mit zunehmendem Volumen schließen müssen, daß es sich bei den hier beobachteten Vorgängen in der Hauptsache um einen Auffüllungseffekt handelt. Dasselbe geht hervor aus der prozentual verschieden großen Wirkung einer Verkleinerung der Stauöffnung bei verschieden großem Leitungsvolumen. Man kommt so zu dem Begriff der „dynamischen Wirksamkeit“ oder Leistungsfähigkeit eines Staugerätes, die von dem ganzen System Staugerät + aufzufüllendes Volumen in leicht verständlicher Weise abhängt. Daß dabei aber nicht nur das Volumen allein, sondern auch die innere Reibung in der Leitung von Einfluß ist, ist ebenfalls vorauszusetzen und wird bestätigt durch die Wirkung einer Drosselung. Erwähnt sei noch, daß die Wirkung derselben größer ist, wenn die

[1]) Außer an den einschlägigen Stellen der elektrotechnischen Literatur (Theorie der Oszillographen) findet man eine übersichtliche Bearbeitung der hier interessierenden Fragen und eine Literaturübersicht bei Ph. Brömser, Habilitationsschrift, München 1918 (Mitt. aus dem Physiolog. Institut).

Drosselstelle am Anfang der Leitung als wenn sie am Ende sitzt, in unserem Fall um etwa 50 %. Glasrohre endlich gaben gegenüber den metallenen Gasrohren keinen merkbaren Unterschied.

Wesentlich komplizierter werden nun aber die Verhältnisse, wenn wir zu einer Betrachtung nicht nur der maximalen Amplitude, sondern des ganzen Kurvenverlaufes übergehen. Wie die Versuche ergaben und wie zu vermuten war, wird die getreue Abbildung des wirklichen Geschwindigkeitsverlaufes meist vollkommen verzerrt durch Überlagerung von Schwingungen der in der Übertragungsleitung enthaltenen Luftsäule. Ein typisches Beispiel derartiger Schwingungen zeigt Abbildung *a* auf-



Zeit in 1/4 sec

Fig. a.

genommen mit dem 11-Meter-Gasrohr und Staurohr 1; die Dämpfung dieser Schwingungen ist so gering, daß diese Schwingungen über 1 sec lang bemerkbar sind. Die an sich recht interessante, wenn auch bei der Kompliziertheit der Vorgänge nicht verwunderliche Tatsache, daß das Dämpfungsverhältnis nicht konstant ist, sei nur

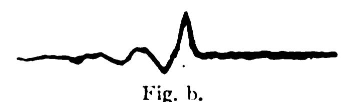


Fig. b.

erwähnt. Beachtenswert ist ferner für die Berechnung der Schwingungsdauer, daß sie nicht in Übereinstimmung ist mit der aus der Theorie der gedackten Pfeifen sich ergebenden, sondern wesentlich größer, in unserem Fall im Verhältnis von etwa 1 : 1,8. Die Erklärung dafür ist wohl zu

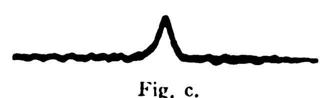


Fig. c.

sehen in der elastischen Biegung bzw. Dehnung der Manometerscheibe und des Gummischlauches zwischen Übertragungsleitung und Manometer und steht in qualitativem Einklang mit einer von Hr. Frank a. a. O. entwickelten Theorie.

Man wird naturgemäß diese lästigen Schwingungen zu verhindern suchen durch künstliche Erhöhung der Dämpfung. Eine Serie von Versuchen solcher Art ist in den Abb. *b*—*f* der Tafel gegeben, die sich beziehen auf:

b langes Gasrohr, Staurohr 2
c „ „ „ 3
d—*f* „ „ „ 1, Drosselschraube 3; 1; 0,3 Umdrehung.



Fig. d.

Zu *d*—*f* ist zu bemerken, daß die Drosselschraube zwischen Staurohr und Übertragungsleitung geschaltet war. Ein prinzipieller Unterschied bezüglich der Dämpfung ist für diese (Schaltung 1) und die zweite Schaltung zwischen Manometer und Leitung nicht zu bemerken. Wo Unterschiede im übrigen auftraten, werden wir unten noch darauf zu sprechen kommen.

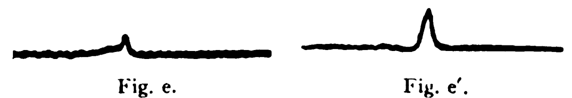


Fig. e. Fig. e'.

Generell kann man aus den Aufnahmen jedenfalls entnehmen, daß sich die Schwingungen durch Verwendung geeigneter Staugeräte sowohl wie durch Abdrosselung der Leitung zwar wegbringen lassen, daß aber damit, wie zu erwarten, auch stets eine erhebliche Abnahme der Empfindlichkeit verbunden ist. Inwieweit die Drosselung die Aufzeichnung der Zacke an sich verzerrt, ist mit unseren Mitteln nicht zu entscheiden. Es scheinen sich aber doch

Fig. f.

beachtenswerte Hinweise ableiten zu lassen dafür, wie die Drosselung rationell anzubringen ist. Zunächst ist zu bemerken, daß im allgemeinen eine Drosselung in der Leitung die Gefahr mit sich bringt, daß das schwingende Gebilde aus zwei durch eine Verengung miteinander verbundenen Räumen besteht, in denen sich superponierende Schwingungen mit sehr kompliziertem Gesamtverlauf auftreten können; es ist das jedenfalls ein Punkt, auf den man in der Praxis wird achten müssen. Andererseits hat die Schaltung der Drosselung am

Anfang der Leitung (vgl. Abb. *e* und auch Abb. *c*) den Nachteil, daß der Druckausgleich zwischen der vollgepumpten Übertragungsleitung und der freien Atmosphäre durch die Drosselstelle hindurch langsam erfolgt und deshalb eine Verzögerung des Druckabfalls mit sich bringt. Diese Verzögerung verschwindet (vgl. Abb. *e'*) fast ganz, wenn man die Drosselstelle dicht vor das Manometer schaltet. Es tritt dann allerdings eine Schwierigkeit insofern auf, als man einerseits die Drosselung ziemlich stark nehmen muß, um Schwingungen vom Manometer fernzuhalten, andererseits aber mit der Empfindlichkeit nicht zu weit herabgehen darf. Daß es aber weitgehend gelingt, beide Forderungen zu vereinigen und insbesondere eben wirklich — was einigermaßen überraschend ist — die Schwingungen abzuhalten und nur die Zacke durchzulassen — zeigen unsere Aufnahmen. Die quantitativen Verhältnisse bedürfen hier aber noch der Klärung.

Prinzipiell dieselben Erscheinungen traten auf in den kurzen Rohren von 1 m Länge; wir verzichten jedoch aus den früher genannten Gründen auf eine Wiedergabe und Diskussion und wollen zur Ergänzung des Obigen nur erwähnen, daß auch in dem Glasrohr von 5 mm Weite noch Schwingungen auftraten. Das Dämpfungsverhältnis ist allerdings bereits erheblich größer wie etwa in dem 13 mm-Metallrohr, nämlich 2,2 gegen rund 1,5, die Dämpfung aber noch nicht aperiodisch.

Von größerer Bedeutung sind demgegenüber die Resultate, die wir mit Einschaltung des Luftsackes erhalten haben. Abgesehen von der bereits besprochenen Abflachung der Amplitude treten hier komplizierte Schwingungen auf, die jedenfalls zeigen, daß man Erweiterungen der Übertragungsleitung, also auch große Manometerkammern selbst, vermeiden muß. Der Charakter der Schwingungen ist derselbe für die drei Staurohre und auch für alle benutzten Leitungen und aus Abbildun *g*



Fig. g.

zu erkennen, die mit dem langen Gasrohr und Staurohr 1 aufgenommen ist. Die Zacke klingt hier ab in einer Welle von rund 0,6 sec Schwingungsdauer, auf welche kleine Wellen von rund 0,12 sec Schwingungsdauer aufgesetzt sind; die Deutung im einzelnen interessiert hier nicht und würde zu weit führen; erwähnt sei nur, daß die rasche Schwingung übereinstimmt mit der akustischen des Leitungsrohres und die langsame vermutlich als eine Flutwelle im Sinne der Frankschen Theorie durch den Luftsack zu verstehen ist.

b) Stufenförmiger Geschwindigkeitssprung. Weitere Aufschlüsse waren zu erwarten durch das Studium eines anderen Geschwindigkeitsverlaufes, nämlich eines plötzlichen Anstieges vom Wert 0 zu einem konstanten Wert. Dieser betrug bei unseren Versuchen wieder etwa 8 m/sec, entsprechend einer Druckhöhe von 4 mm Wasser oder einem Ausschlag auf dem photographischen Papier von rund 12 mm.[1]) Die wirbelige Struktur des Luftstroms machte sich nun natürlich stark geltend und verursachte sekundäre Amplituden von maximal etwa 2 mm Höhe. Untersucht wurde nur das lange Gasrohr (11 m), da Versuche mit den kürzeren Rohren teils keine prinzipiell neuen Resultate erwarten ließen, teils die kleine Frequenz des Manometers zu störenden Komplikationen Veranlassung gab.

Staugerät 1 und 3 ergaben eine Einstellung auf den stationären (mittleren) Wert von rund 12 mm, wie das ja auch zu erwarten war. Die „Einstellzeit" war aber mehr als 10mal größer, als sie bei getreuer Abzeichnung der Geschwindigkeitsstufe hätte sein müssen, eine unmittelbare Folgerung aus der Anschauung, daß eben die ganze Übertragungsleitung erst auf den erhöhten Druck aufgefüllt werden muß. Damit stimmt zusammen, daß für Staurohr 3 die Einstellzeit länger war (um etwa 50 %) als für Staurohr 1, entsprechend der geringeren dynamischen Wirksamkeit oder Leistungsfähigkeit des ersteren. Zur quantitativen Beurteilung mögen die Angaben dienen, daß die Einstellzeit mit Staugerät 1 etwa 0,5 sec, die mit Staugerät 3 etwa 0,8 sec betrug, während der wirkliche Geschwindigkeitssprung sich in etwa 0,05 sec abspielte. Eine mit Staugerät 3 erhaltene Kurve ist in Abb. *h* reproduziert. Wenn

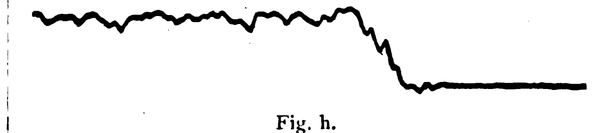


Fig. h.

der Luftsack in die Leitung eingeschaltet wurde, vergrößerte sich die Einstellzeit, und zwar z. B. bei Staurohr 1 um etwa 30 %; auch dies war zu erwarten und führt zu der an sich selbstverständlichen Vorschrift, das Leitungs- und Manometervolumen möglichst klein zu machen. Die sekundären Amplituden, die ja sozusagen die Struktur des künstlichen Windes charakterisieren, waren mit Luftsack erheblich kleiner und, wie natürlich anzunehmen ist, verzerrt.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde wieder die Drosselschraube in die Leitung geschaltet, und zwar entweder dicht hinter das Staurohr (Schaltung 1) oder dicht vor das Manometer (Schaltung 2). Die Kurven entsprachen durchaus der Erwartung

[1]) Die hier benutzte Platte ist weniger empfindlich wie die in den ersten Versuchen benutzte.

und zeigten zwar nach wie vor Einstellung auf den vollen, der stationären Geschwindigkeit entsprechenden Druck, jedoch mit einer Vergrößerung der Einstellzeit mit zunehmender Drosselung; zugleich wurden die Pulsationen mehr und mehr abgeschirmt. Drei typische Kurven dieser Art (mit Staurohr 3 aufgenommen) zeigen die Abb. *i*, *k* und *l*, die sich auf Drosselungen von 3, 0,7

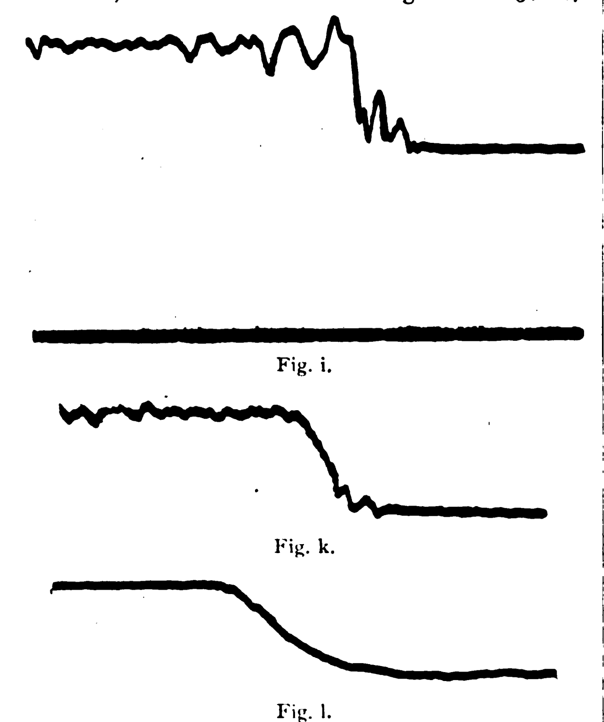


Fig. i.

Fig. k.

Fig. l.

und 0,3 Umdrehungen beziehen, und zwar in Schaltung 2. Die entsprechenden Kurven für Schaltung 1 unterscheiden sich davon nur durch eine noch längere Einstellzeit, entsprechend dem nun größeren, durch die Drosselstelle aufzufüllenden Volumen der Leitung; zum Vergleich ist die der Kurve *l* entsprechende in der Abb. *l'* reproduziert.

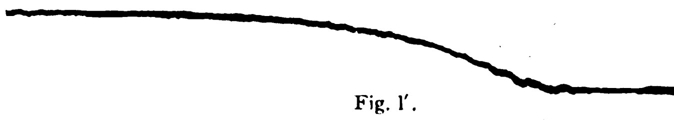


Fig. l'.

Zum Schluß wollen wir noch eine gelegentliche Beobachtung erwähnen, die ganz interessant ist. Eine Aufnahme mit Drosselung von 3 Umdrehungen und Staurohr 1 in Schaltung 1 ergab die Kurve der Abb. *m*, die sich nachträglich durch eine kleine Undichtigkeit in der Übertragungsleitung erklärte und sozusagen die „Pumpleistung" des Staurohrs augenfällig demonstriert.

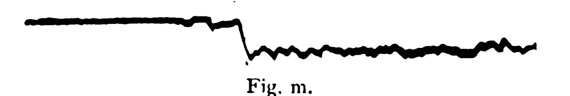


Fig. m.

Zusammenfassung.

Die Aufnahme von Geschwindigkeitsschwankungen mit Hilfe eines Staurohrs wurde für die zwei typischen Formen der Zacke und der Stufe mit verschiedenen Staurohren und verschiedenen Leitungen sowie unter Einschaltung einer Drosselstelle oder eines Luftsackes in die Leitung untersucht. Die Resultate lassen sich prinzipiell verstehen, wenn man davon ausgeht, daß bei einer Änderung der Geschwindigkeit die Leitung und das Manometer auf den neuen hydrodynamischen Druck aufgefüllt werden muß und daß diese Auffüllung überlagert ist von Pulsationen der in der Leitung befindlichen Luftsäule. Maßgebend für die vom Manometer aufgezeichnete Druckschwankung sind daher außer den Eigenschaften des Manometers selbst (das hier als ideales Registrierinstrument betrachtet sei), die dynamische Wirksamkeit oder Leistungsfähigkeit des Staugerätes, die im wesentlichen auch von der Größe des aufzufüllenden Volumens abhängt, und die Dämpfung der in der Übertragungsleitung entstehenden Wellen. Man wird, wie unsere Versuche zeigen und wie zum Teil nach allgemeinen Überlegungen anzunehmen war, das Volumen der Übertragungsleitung und des Manometers möglichst klein wählen müssen und die Stauöffnung möglichst groß, um die Auffüllzeit tunlichst herabzudrücken. Die Dämpfung der Luftschwingungen kann man, allerdings unter erheblicher Herabsetzung der Empfindlichkeit, aperiodisch gestalten durch Abdrosselung, wird dabei aber auf die Lage der Drosselstelle achten müssen. Liegt diese am Anfang der Leitung, so wird dadurch die „Auffüllzeit" sowohl wie die „Ausblasezeit" vergrößert; liegt sie mitten in der Leitung, so entsteht die Gefahr besonders komplizierter Schwingungssysteme, wie überhaupt Verengungen und Erweiterungen in der Leitung zu vermeiden sind. Am günstigsten wirkt eine Drosselstelle dicht vor dem Manometer. Bei kleinem Manometervolumen scheint es dann möglich zu sein, die Schwingungen der Leitung von dem Manometer praktisch fernzuhalten und bei allerdings kleiner Empfindlichkeit zu einer recht befriedigenden Abbildung zu gelangen, befriedigend wenigstens insofern, als sich für ein derartiges rationell konstruiertes System relativ einfache Reduktionsvorschriften auf getreue Abbildung werden geben lassen. In allen anderen Fällen scheint uns eine lange Übertragungsleitung zu Komplikationen zu führen, die eine Benutzung in der Praxis unmöglich machen und die sich eben nur durch Verkürzung der Leitung ausschalten lassen.

Dem Ziel einer rationellen Konstruktion hoffen wir durch die vorliegende Untersuchung näher gekommen zu sein und immerhin gewisse Leitsätze aufgestellt zu haben, die generell zu beachten sind; auch die von vornherein durch theoretische Überlegungen nicht immer leicht zu übersehenden aerodynamischen Verhältnisse sind durch die mitgeteilten Kurven jedenfalls anschaulicher geworden. Eine weitere Durchführung mit vollkommeneren Mitteln scheint uns aber unbedingt notwendig zu sein.

Greifswald, Physikal. Institut, 23. Dez. 1919.

Besprechungen.

Jaeger, W., **Elektrische Meßtechnik.** Theorie und Praxis der elektrischen und magnetischen Messungen. Mit 583 Abb. im Text. XXVI. und 533 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. 1917. Preis 31,50 M., geb. 34,50 M.

Gegenüber den bekannten Handbüchern der elektrischen Meßtechnik bringt das Werk von Jaeger eine Neuerung insofern, als der Abhandlung der eigentlichen Meßinstrumente und Verfahren ein Abschnitt „Theoretische Grundlagen" vorausgeschickt ist.

Dieser Abschnitt bietet nach einer einleitenden Darlegung der mathematischen Hilfsmittel (Vektoren, Symbolische Darstellung, Fouriersche und andere Reihen, Schwingungsdifferentialgleichung, gekoppelte Schwingungen) eine gedrängte Übersicht über die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus und schließt mit einer speziellen Behandlung der Wechselstromvorgänge.

Es ist dem Verfasser gelungen, auf etwa 125 Seiten alles zu erörtern, was bei elektrisch-magnetischen Messungen an theoretischen Fragen aufgeworfen werden könnte. Besonders sorgsam ist die Schwingungsdifferentialgleichung diskutiert, doch fehlt auch nicht die Berechnung der Selbstinduktionskoeffizienten verschiedener Leitersysteme, sowie die Behandlung der Ausgleichsvorgänge auf langen Leitungen. Die allgemeinen hierbei benutzten Hilfsmittel sind die Lehre vom Potential und die Maxwellschen Gleichungen. Einige Notizen über elektromagnetische Lichttheorie und die Lehre von den Elektronen sichern den Zusammenhang mit benachbarten physikalischen Gebieten.

Der größere Teil des Buches ist der Darstellung der Eigenschaften der verschiedenen Meßinstrumente und der auf ihnen beruhenden Meßverfahren gewidmet, wobei auf die Darlegungen des theoretischen Teiles ausgiebig Bezug genommen wird.

Es braucht gegenüber der langjährigen an der physikalisch-technischen Reichsanstalt erworbenen Erfahrung des Verfassers nicht ausdrücklich betont zu werden, daß dieser praktische Teil besonders gut gelungen und zu einem umfassenden Bilde der elektrischen und magnetischen Laboratoriumsmessungen gestaltet ist.

Wird schließlich noch betont, daß ein reichhaltiges Namen- und Sachverzeichnis das ganze Werk abschließt, so sind die Umstände, die ihm eine vielseitige Verwendbarkeit sichern, erschöpfend umschrieben. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Im Verein deutscher Ingenieure fand am 27. November d. J. unter zahlreicher Beteiligung hervorragender Vertreter von Wissenschaft und Industrie eine eindrucksvolle Sitzung statt, die sich mit der Frage der Erforschung der Metalle beschäftigte und einstimmig die Gründung einer „Deutschen Gesellschaft für Metallkunde" vollzog. Die Bedeutung dieser Gesellschaft tritt besonders deutlich zutage, wenn man berücksichtigt, was vor dem Kriege auf dem Gebiet der Metallforschung versäumt worden ist. Als im Mai 1915 die Beschlagnahme der Metalle vom Kriegsministerium verfügt werden mußte, stand die gesamte deutsche Industrie vor der schwierigsten Aufgabe, die ihr je zugemutet werden konnte, das war Ersatz für Kupfer, Zinn, Nickel, Blei, Aluminium und deren Legierungen zu beschaffen. Als einzigen Ersatz gab es nur die beiden Rettungsmetalle, Zink und Eisen, mit denen alles bewältigt werden sollte. Jede uIndstrie, sei es Bergbau und Hüttenwesen, Elektrotechnik, allgemeiner Maschinenbau, Lokomotivbau, Schiffbau, Automobil- und Flugzeugbau sowie die weitesten Kreise der metallverarbeitenden Industrien, wie z. B. Spielwarenindustrie, Uhrenindustrie, optische Industrie usw., war gezwungen, nach Ersatzmetallen und Ersatzlegierungen zu suchen, deren physikalische, chemische und technologische Eigenschaften erst erforscht werden mußten. Und hier klaffte die große Lücke, die nur durch eine weit ausgebaute und wissenschaftlich tief erfaßte Metallkunde hätte ausgefüllt werden können. Diese Lücke durch Austausch von Erfahrungen und durch weiteren Ausbau der Metallkunde, insbesondere durch Forschungsarbeiten, auszufüllen, soll die neugegründete „Deutsche Gesellschaft für Metallkunde" berufen sein. Als Vorsitzender wurde einstimmig der weit über die Grenzen Deutschlands hinaus durch seine hervorragenden Forschungsarbeiten bekannte Geh. Regierungsrat Professor E. Heyn gewählt und als Geschäftsführer Professor Dr. Kessner, beide von der Technischen Hochschule Charlottenburg. Die Geschäftsstelle der neuen Gesellschaft befindet sich im Verein deutscher Ingenieure, Berlin NW. 7, Sommerstraße 4a.

Nürnberg. Mit Genehmigung des Staatsministeriums für Unterricht und Kultus führt das staatliche Technikum Nürnberg vom Beginn des Studienjahres 1919/20 ab die Bezeichnung „Höhere technische Staatslehranstalt Nürnberg". Der Unterricht wird in vier Abteilungen für Maschinen-, Elektro-, Tiefbau- und Chemo-Ingenieure zunächst nach den bisher zugrunde liegenden Lehrplänen in vier Halbjahren erteilt. Ein fünftes Halbjahr ist in Aussicht genommen, ebenso die Neufassung der organisatorischen Bestimmungen und der auf fünf Semester verteilten Lehrpläne.

Stuttgart. An der Technischen Hochschule in Stuttgart wurden die mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung und die allgemein bildende Abteilung zu einer Abteilung für allgemeine Wissenschaften vereinigt.

Personalnachrichten.

Berlin. Professor Dr. L. E. J. Brouwer von der Universität Amsterdam, dem erst vor einigen Tagen der Lehrstuhl für Mathematik in Göttingen an Stelle Erich Heckes angeboten wurde, hat zugleich einen Ruf an die Universität Berlin als Nachfolger Caratheodorys erhalten.

Berlin. Der a.o. Professor der Mathematik an der Berliner Universität Dr. phil. Issai Schur ist zum ordentlichen Professor daselbst ernannt worden.

Berlin. Dr. G. Gehlhoff, Privatdozent der Physik an der Technischen Hochschule, ist in den Vorstand der Sendlinger optischen Glaswerke, G. m. b. H., Berlin-Zehlendorf, berufen worden.

Berlin. Dr. K. Hausser wurde die Leitung der Physikalisch-medizinischen Abteilung bei der A.-G. Siemens & Halske, Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, übertragen.

Berlin. Dipl.-Ing. Dr. phil. W. Hort, Privatdozent der technischen Mechanik an der Technischen Hochschule, ist zum Oberingenieur der Westendarp & Pieper Präzisions-Meßinstrumente, G. m. b. H., Berlin, ernannt worden.

Berlin. Der durch den Weggang des Professors K. Knopp erledigte Lehrstuhl für Mathematik an der Berliner Universität ist dem ord. Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden Dr. Richard Edler von Mises angeboten worden.

Braunschweig. Durch Beschluß von Rektor und Senat der Technischen Hochschule zu Braunschweig ist auf einstimmigen Antrag der Abteilung für Maschinenbau die Würde eines Doktoringenieurs verliehen worden: 1. dem Unterstaatssekretär August Euler in Berlin in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Entwicklung des Flugwesens durch bahnbrechendes Wirken in der praktischen Flugtechnik Deutschlands und anregenden Förderung auf theoretischem Gebiet; 2. dem Geheimen Regierungsrate Professor Dr. H. Lorenz in Danzig in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Ausbildung der Technischen Mechanik und der Theoretischen Maschinenlehre.

Breslau. Das preuß. Kultusministerium hat zur Wiederbesetzung des durch die Übersiedelung des Geh. Rats Hessenberg nach Tübingen erledigten ord. Lehrstuhls für Mathematik an der Technischen Hochschule in Breslau einen Ruf an den a.o. Professor an der Tübinger Universität Dr. Hans Happel ergehen lassen.

Elberfeld. Dr. rer. nat. Walther Gerlach, Privatdozent in Göttingen, ist zum Leiter der Physikalischen Abteilung der Farbenfabriken vorm. Fr. Bayer & Co., Elberfeld, berufen worden.

Gießen. Der Privatdozent für Physik an der Universität Gießen Dr. Felix Jentzsch ist zum a.o. Professor daselbst ernannt worden.

Göttingen. Der Mathematiker Professor Dr. L. E. J. Brouwer an der Universität Amsterdam hat einen Ruf nach Göttingen als Nachfolger Erich Heckes erhalten.

Göttingen. Dr. Robert Pohl, a.o. Professor am Physikalischen Institut der Universität Göttingen, hat einen Ruf als ord. Professor an die Technische Hochschule in Stuttgart als Nachfolger von Prof. Dr. K. R. v. Koch abgelehnt.

Göttingen. Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Woldemar Voigt ist im 70. Lebensjahre gestorben.

Hamburg. Für das Fach der Physik habilitiert sich an der Hamburgischen Universität Dr. phil. Fritz Goos, wissenschaftlicher Hilfsarbeiter am Physikalischen Staatslaboratorium, mit einer Antrittsvorlesung über „Die Hilfsmittel der modernen optischen Forschung".

Heidelberg. Der Mathematiker Geh. Hofrat Prof. Paul Stöckel ist im 58. Lebensjahre gestorben.

Kiel. Zum Nachfolger des Geh. Reg.-Rats Pochhammer im Ordinariat der Mathematik an der Universität Kiel ist der a.o. Professor daselbst Dr. Otto Toeplitz ausersehen.

Leipzig. Dipl.-Ing. F. Thilo ist Prokura bei der Optischen Anstalt C. P. Goerz, A.-G., Abteilung Scheinwerferbau, Leipzig-Leutzsch, übertragen worden.

München. Geh. Hofrat Prof. Dr. v. Röntgen wird mit Schluß des Wintersemesters 1919/20 seine Vorlesungen an der Münchener Universität beschließend von der Stellung als Vorsteher des Physikalischen Instituts zurücktreten.

München. Geh. Hofrat Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, erhielt einen Ruf als Nachfolger Röntgens an der Universität München und wird ihm Folge leisten.

Münster. Der a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Münster Dr. Heinrich Konen ist zum ordentlichen Professor daselbst ernannt worden.

Wien. Dr. H. Strache, a.o. Professor der Beleuchtungsindustrie an der Technischen Hochschule Wien, wurde zum ordentlichen Professor ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Gesellschaft für technische Physik.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße 3, mitzuteilen.

Die Mitgliedsbeiträge sind im Laufe des Januar portofrei einzusenden entweder auf das Konto der Gesellschaft für technische Physik Dresdener Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdener Bank, Wechselsube K II.

Sämmtliche Zahlungen oder Überweisungen müssen den Vermerk „für das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik" tragen.

Der Beitrag beläuft sich laut Beschluß der Hauptversammlung für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder auf Mk. 30.—, für die auswärtigen Mitglieder auf Mk. 20.—, für Firmen, Korporationen, Institute auf Mk. 100.—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei.

Die nächsten Vortragsabende finden statt (im Sitzungssaal der Physikalisch-technischen Reichsanstalt, Charlottenburg, Werner-Siemens Straße 8—12):

Freitag, den 16. Januar 1920, 7½ Uhr: Vortrag des Herrn Dr. Hort über „Theorie und Untersuchung von Geschwindigkeitsmessern".

Freitag, den 30. Januar 1920, 7½ Uhr: Vortrag des Herrn Dr. Koesters über „Neuere Anwendungen der Lichtinterferenz für feinste Längenmessungen", mit Demonstrationen.

8½ Uhr: Vortrag des Herrn Prof. Gehrke über „Das periodische System der Elemente".

Die im Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig erscheinenden und von der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Gemeinschaft mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft unter Schriftleitung von Geh. Reg.-Rat Scheel herausgegebenen Physikalischen Berichte, die als Fortsetzung der Fortschritte der Physik, des Literaturverzeichnisses zu diesen und der Beiblätter zu den Annalen zu betrachten sind, können von unseren Mitgliedern zum Vorzugspreise von Mk. 50.— für den 80 bis 100 Bogen starken Jahrgang bezogen werden. Da das erste Heft bereits am 1. Januar 1920 erschienen ist, empfiehlt es sich, die Bestellung sogleich einzuleiten.

Die in den Sitzungen im Physikalischen Hörsaal der Technischen Hochschule Berlin Vortragenden werden gebeten, sich tunlichst einen Tag vor dem Vortrag mit dem Institutsgehilfen Herrn Fränkel in Verbindung zu setzen, falls dessen Hilfe beim Vortrag benötigt wird.

In Kiel ist am 1. Dezember 1919 eine Ortsgruppe der Gesellschaft für technische Physik gegründet worden, die zurzeit 32 Mitglieder hat.

Bei Redaktionsschluß belief sich die Mitgliederzahl der Gesamtgesellschaft auf 370.

Der 1. Vorsitzende: Dr. Gehlhoff.

Ausschuß für technische Mechanik.

Die Mitglieder der Gesellschaft für technische Physik sind eingeladen, an den Sitzungen des Ausschusses teilzunehmen. Die nächsten Sitzungen finden statt (im Grashofsaal des Ingenieurhauses, Sommerstraße 4a):

Montag, den 19. Januar 1920, 5 Uhr: Vortrag des Herrn Oberingenieur Wichert über „Schüttelerscheinungen bei elektrischen Lokomotiven mit Parallelkurbelgetrieben" (Fortsetzung), nebst Aussprache.

Montag, den 26. Januar 1920, 5 Uhr: Vortrag des Herrn Prof. Dr. Wallenberg über „Die Differenzenrechnung und ihre Anwendung in der Technik", nebst Aussprache.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Zeitschrift für technische Physik

1920 Erster Jahrgang Nr. 2

INHALT:

Wilhelm von Siemens †.

Wenn an dieser Stelle einem Manne Worte des Gedenkens gewidmet werden, der stets geneigt war, seiner vornehm bescheidenen Natur entsprechend die eigene Person nicht in den Vordergrund zu stellen, so bedarf dieses Beginnen einer Begründung, die gerade der Sinnesart des Entschlafenen gerecht wird. Es wird zu rechtfertigen sein aus der Überzeugung, daß sein Lebensbild gerade in der Zeit der Not und des Unglücks unseres Vaterlandes Vielen zu einer Quelle der Aufrichtung und zu einem Ansporn werden kann, mit Hingabe aller Kräfte, ihre Pflicht zu tun — ein jeder in seinem Kreise, doch stets den Blick auf das Ganze gerichtet. —

Wilhelm von Siemens war als zweiter Sohn Werner von Siemens und seiner Gattin Mathilde geb. Drumann am 30. Juli 1855 geboren. Die Eindrücke, die der Knabe im väterlichen Hause empfing, sind für seine Entwicklung von nachhaltigem Einfluß gewesen. Um die anregende und gewinnende Persönlichkeit des genialen Vaters sammelte sich ein geselliger Kreis von Männern der Wissenschaft, von denen hier nur an Helmholtz und Kirchhoff erinnert werden mag; die Atmosphäre dieses Hauses war durchstrahlt von wissenschaftlichem Geiste. In die Jahre seiner Jugend fällt die rasche Entwicklung des vom Vater begründeten Unternehmens, der Firma Siemens & Halske, zu einem Hause von Weltruf. So war auch sein Entwicklungsgang durch den Kreis, in den ihn seine Geburt gestellt hatte, vorbestimmt. Denn es erschien selbstverständlich, daß die Söhne dereinst die Nachfolge des Vaters in seinem Lebenswerk antreten würden. Entsprechend der wissenschaftlichen Geistesrichtung, die alle technischen Arbeiten des Vaters durchdrang, und ihn so recht zum ersten technischen Physiker in Deutschland stempelt, sollte die Grundlage von Wilhelms Ausbildung eine breite und allgemein wissenschaftliche sein. So widmete er sich in Heidelberg, Stuttgart, Leipzig und Berlin dem Studium der Naturwissenschaften und der Mathematik, und erwarb damit so gute und für den späteren Lebenskampf allgemein verwendbare Waffen, daß er zeitlebens gegenüber dem Drange der ihn umgebenden technischen Umwelt einen sicheren und hohen Standpunkt gewinnen konnte, fern allem einseitigen Spezialistentum. Den Abschluß der Universitätsjahre bildeten Arbeiten im Helmholtzschen Laboratorium.

Wilhelm von Siemens.

Mit dem Eintritt in die Firma im Jahre 1878 begann die eigentliche Berufstätigkeit auf elektrotechnischem Gebiet. Nachdem die technische und

wirtschaftliche Entwicklung der elektrischen Telegraphie zu einem gewissen Abschluß gelangt war, hatte sich jetzt das Hauptaugenmerk aller schöpferisch tätigen Geister im Hause Siemens der Dynamomaschine und damit der Starkstromtechnik zugewendet. Diese wahrhaft umwälzend wirkende Erfindung hatte damals das Stadium der Kinderkrankheiten überwunden; sie hat in der Tat — eine heute vielfach schon in Vergessenheit geratene Tatsache — ihrem Schöpfer so lange und so schwer zu schaffen gemacht, daß vielleicht mancher andere Erfinder davon verzweifelt abgelassen hätte, sie aus einem Laboratoriumsapparat zu einem technisch und wirtschaftlich vollbefriedigenden Glied unseres technischen Zeitalters durchzubilden, das sich jetzt gar nicht mehr wegdenken läßt. So kam der junge Wilhelm von Siemens hinein in den Kampf mit dem technischen Objekt, und nichts ist vielleicht für die Entwicklung seines Charakters so ausschlaggebend geworden, als das Miterleben und Mitkämpfen an diesem Ringen. Denn nur der Kampf weckt alle schlummernden Kräfte, er verleiht Zähigkeit im Ertragen von Mißerfolgen, er gibt aber auch vor allem dem Auge die Schulung, rasch und sicher die Stelle zu erkunden, wo der Angriff einzusetzen hat. Diese Erinnerungen aus der großen Pionierzeit seines Hauses haben Wilhelm von Siemens eine Fähigkeit verliehen, die für alle seine späteren Mitarbeiter von großer Wichtigkeit wurde: Geduld zu üben, wenn die Schwierigkeiten einer Aufgabe lange nicht bewältigt werden konnten und auf sie alle den Geist der Zuversicht zu überpflanzen, den Geist, der keine technischen Schwierigkeiten kennt, und sicher ist, sie zu überwinden, wenn nur der Kampf nicht vorzeitig aufgegeben wird.

Es kam die Zeit der ersten eigenen schöpferischen Gedanken. Sie bewegten sich naturgemäß auf dem Gebiet der Anwendungen der soeben erst reif gewordenen Dynamomaschine und des elektrischen Motors: der Beleuchtung, Heizung, Arbeitsübertragung — letztere besonders zu Transportzwecken. Schon aus dem Jahre seines Eintritts in die Firma stammt sein erstes Patent, welches sich mit dem Problem des elektrischen Regulators beschäftigt, aus dem folgenden Jahre ein anderes über ein elektrisches Schmelzverfahren. Auch das von jedem jungen Erfinder gefürchtete Mißgeschick, ein anderer könnte ihm zuvorkommen, ist ihm nicht erspart geblieben: er hatte selbständig den Gedanken des Dreileitersystems gefaßt, aber dieses war von Hopkinson bereits vor ihm unter Patentschutz gestellt worden! In die Zeit des Anfangs der achtziger Jahre fällt auch der Beginn seiner Beschäftigung mit beleuchtungstechnischen Problemen, insbesondere mit dem der Glühlampe; ihm ist er damals in klaren und auch heute noch anziehenden Überlegungen näher getreten[1], deren Klarstellung zur damaligen Zeit — vor der Auffindung der Strahlungsgesetze — nur um so höher angeschlagen werden muß: er bezeichnete als Ziel für die weitere Verbesserung der Glühlampe die Erreichung noch höherer Temperatur des Leuchtfadens. — Im Jahre 1883 machte er eine Studienreise nach Amerika und trat auch in Beziehungen zu Edison. Im folgenden Jahre wurde er als Teilhaber in die Firma Siemens & Halske aufgenommen, 1889 trat er, nachdem sich sein Vater von der Leitung der Firma zurückgezogen hatte, zusammen mit seinem Oheim Karl und seinem Bruder Arnold an die Spitze des Hauses. Sein Interesse galt besonders dem Berliner Werk in der Markgrafenstraße, in welchem sich auch die Laboratorien für Schwachstrom befanden und dem sich damals rasch entwickeltenden Starkstromwerk in Charlottenburg. Mit 37 Jahren stand er 1892 nach dem Tode seines Vaters an der Spitze der Berliner Zentralstelle des Unternehmens. Die ihm auferlegte Verantwortung war eine sehr große. Die Aufgaben, die seiner harrten, erforderten einen ganzen Mann. Das galt nicht nur von der technischen, sondern auch von der finanzwirtschaftlichen Seite des Unternehmens.

Die Herstellung der Erzeugnisse geschah in Werkstätten, die entsprechend dem jeweiligen Bedürfnis erweitert oder neu eingerichtet waren, wie es gerade das Wachsen des Umsatzes ergab; sie geschah außerdem nach Methoden, die vielfach auf dem Hergebrachten fußten und sich in der Hand von altbewährten Meistern und Arbeitern herausgebildet hatten. Die Laboratorien und Prüffelder lagen teils mitten in den Betrieben, teils ganz abgesondert, überall aber räumlich beengt und behindert. Hier mußte durchgegriffen und das Werk nach einheitlichen Plänen zu den Methoden der Präzisions-Massenherstellung übergeführt werden, die Laboratorien mußten arbeitsfähiger gemacht und alle Abteilungen zu wirklichem Zusammenarbeiten gebracht werden. In einer über Jahre ausgedehnten mühsamen Arbeit gelang es, die Laboratorien und Konstruktionsbüros unter der Leitung von Physikern und Ingenieuren von guter wissenschaftlicher Schule in die Höhe zu bringen und den Betrieb durch Heranziehung von tüchtigen Werkstattsingenieuren zu neuzeitlicher Arbeitsweise zu erheben.

Das Alles hätte allein schon die Arbeitskraft eines Mannes erschöpfen können. Vielleicht noch dringendere Aufgaben finanzieller Art wurden aber dem Leiter durch das Anwachsen der bisherigen Arbeitsgebiete und das fortdauernde Auftreten neuer gestellt. Am dringendsten trat die Schwierig-

[1] „Über die Beleuchtung durch Glühlicht", E. T. Z. 1883, S. 107—116.



keit bei dem Bau größerer elektrischer Beleuchtungsanlagen in Erscheinung. Die umwälzende Natur der neuen Lichterzeugungsweise brachte es mit sich, daß das technische und mit diesem aufs engste verknüpft auch das finanzielle Risiko nicht dem Kunden — einer Kommunalverwaltung oder einer sonstigen Genossenschaft — aufgebürdet werden konnte, sondern vielmehr von dem technisch zunächst allein sachkundigen Teil der Vertragschließenden, der herstellenden Firma getragen werden mußte. Die Lage war hier im Starkstromgebiet schwieriger als in dem älteren Telegraphengeschäft, wo als Abnehmer die finanziell sehr tragfähigen Staaten oder großen Kabelgesellschaften auftraten. Es blieb also kein anderer Ausweg, als die Finanzierung aus eigenen Mitteln oder durch befreundete Gesellschaften. Dieser Weg wurde von Wilhelm von Siemens folgerichtig erkannt und im Jahre 1894 durch die Gründung der ersten Finanzgesellschaft beschritten, die das neue Arbeitsgebiet gemeinsam mit dem Stammhause erschließen sollte. Aber auch für dieses selbst ergab sich die Notwendigkeit größerer finanzieller Bewegungsfreiheit vor allem bezüglich der Kapitalbeschaffung. Denn ins Riesenhafte wuchsen nun, da die volle Entwicklung des Starkstromgebiets eingesetzt hatte, die Anforderungen auch an das Stammhaus. Diesen wurde im Jahre 1897 durch Umwandlung in eine Aktiengesellschaft genügt. Der persönlichen Einwirkung Wilhelm von Siemens besonders auf die erfinderische Tätigkeit in den Laboratorien geschah dadurch kein Abbruch. Auch an der Last der geschäftlichen Verantwortung trug er weiter keinen geringeren Teil als bisher. Im Jahre 1903 wurde die Vereinigung der Schuckertschen Betriebe in Nürnberg mit dem Berliner Starkstromwerk in den Siemens-Schuckertwerken G. m. b. H. vollzogen, in deren Aufsichtsrat er den Vorsitz erhielt. Als im darauffolgenden Jahre sein Oheim Karl starb, wurde er dessen Nachfolger als stellvertretender Vorsitzender des Aufsichtsrats des Stammhauses Siemens & Halske.

Die nun folgende neueste Epoche in der Elektrotechnik ist noch in frischer Erinnerung. Mancher mag geneigt sein, in ihr nur eine vervielfachte und in größerem Maßstabe ausgebaute Anwendung der Errungenschaften des voraufgegangenen Pionierzeitalters und der Entwicklungsperiode zu erblicken. Das würde aber doch nur eine ungerechtfertigte Geringschätzung sein. Gewiß lassen sich jetzt noch im einzelnen alle wesentlichen Elemente der technischen Grundlagen aus der Pionierzeit nachweisen: Ohne die Dynamomaschine z. B. und ohne das Bleikabel ist auch der heutige Stand der Elektrotechnik nicht denkbar, aber der Übergang von der einen Häuserblock mit Lichtenergie versorgenden Gleichstromdynamo zum städtischen Kraftwerk und zur Überlandzentrale war doch nur ausführbar durch Zuhilfenahme der Hochspannung — und was für eine gewaltige geistige Arbeitsleistung wird allein durch dieses Wort in Erinnerung gerufen! Und wie bei der Energieübertragung durch hochgespannten Wechselstrom und Drehstrom so ist es auf allen anderen Gebieten: Überall stoßen wir auf einen Entwicklungsgang, der nur möglich war durch systematische Anwendung des gesamten wissenschaftlichen Rüstzeuges, der besten Arbeitsmethoden und der zweckmäßigsten Organisation.

Hand in Hand mit der Starkstromtechnik hatte sich im Stammhause auch die Schwachstromtechnik stetig zu immer größerem Umfang entwickelt und längst waren die alten Räume in der Markgrafenstraße zu Berlin unzulänglich geworden. Nach weit vorausschauendem Plane wurde der größte Teil der Berliner und Charlottenburger Werkstätten mit den dazugehörigen Laboratorien, Konstruktionsbüros und Vertriebsabteilungen nach dem Gelände zwischen Jungfernheide und Spree heraus verlegt. Zusammen mit umfangreichen Wohnsiedelungen bilden sie jetzt den Spandauer Stadtteil Siemensstadt.

Dreißig Jahre lang hat Wilhelm von Siemens an führender Stelle mitten in diesem rastlos und erfolgreich vorwärts treibenden Strom einzigartiger technisch-wirtschaftlicher Entwicklung gestanden. Es bedarf wohl keines besonderen Hinweises darauf, daß nur ganz ausgeprägte Führereigenschaften einen Mann befähigen konnten, auf die Dauer dieses außerordentlich vielgestaltigen und unablässig wechselnden Werdens Meister zu bleiben. Welches waren diese Eigenschaften?

Er gehörte nicht zu jenen schon äußerlich durch ragende Statur und herrschgewohntes Auftreten ins Auge fallenden Persönlichkeiten, wie sie die deutsche Industrie sonst mitunter an der Spitze großer Unternehmungen zeigt; von fast zart anmutendem Körperbau und zurückhaltendem Wesen, das leicht den Eindruck der Schüchternheit erwecken konnte, zeigte er die hervorstechenden Eigentümlichkeiten des bedächtigen Niederdeutschen.

So konnte der erste Eindruck auf Fremde bei flüchtiger Berührung zuweilen enttäuschend wirken; stets aber gewann er bei näherer Bekanntschaft: jedem fiel zunächst die ungemein stark entwickelte logisch-kritische Befähigung auf, die ihn oft mit wenigen Fragen auch aus der noch so unklaren Darstellung seines Gegenübers das Wesentliche herausschälen ließ, oft einen schön zurechtgelegten Vortrag aller glänzenden Beigaben beraubt auf den in wenigen Minuten darzustellenden Kern der Sache zurückführte. Schlichte Sachlichkeit war ihm eigen, gepaart mit einer Gründlichkeit, deren sorgfältigem Forschen nicht leicht ein verborgener

wunder Punkt in der ihm vorgelegten Sache entging. Ja, wenn er in schwierigen technischen Fragen von Einwand zu Einwand fortschreitend schließlich selbst dazu überging, den Gegenstand nach seinen theoretischen Grundlagen, experimentellen Prüfungsmöglichkeiten, den Grenzen seiner technischen Realisierbarkeit und voraussichtlichen wirtschaftlichen Anwendbarkeit darzustellen, knapp und klar und überall auf dem Boden der Erfahrung bauend, bald selbst zu neuen Vorschlägen, neuen erfinderischen Anregungeu aufsteigend, dann riß er wohl jeden Partner mit, der nicht befangen in verletzter Eitelkeit dem Zufallkommen seiner eigenen Absichten nachtrauerte. Immer aber wirkte der Reiz seiner Herzenshöflichkeit, wenn er oft nach stundenlangem, hartem Strauß dem Anderen liebenswürdlg die Hand zum Abschied bot. Er selbst war durchaus vorurteilslos, würdigte sachlich begründeten Widerspruch und hörte auch die Meinung eines jungen Anfängers, ihm alle Rechte eines freien Mannes zubilligend — wie ihm überhaupt autoritatives Auftreten fern lag. So gelang es ihm, unterstützt durch gründliche Sachkenntnis, sich über alle wesentlichen Vorgänge in seinem Reich außerordentlich gut unterrichtet zu halten, und sich vor der für manchen Monarchen größten Gefahr, der undurchdringlichen Mauer bequemer Ratgeber, vollkommen zu bewahren.

Die Kunst, sich auf Grund eigener Untersuchung ein selbständiges Urteil zu bilden, eignete ihm aber nicht minder auf dem für den Leiter eines großen Unternehmens fast noch wichtigeren Gebiet der Personalfragen: Ist es doch dem Haupt einer großen Arbeitsgemeinschaft schlechterdings unmöglich, sich auch nur der wichtigeren Aufgaben persönlich anzunehmen, es muß sich auf die handelnden Glieder bis zu einem gewissen Grade verlassen können. Der Auswahl und Heranbildung der leitenden Mitarbeiter galt daher seine ganz besondere Sorgfalt. Es wurde schon erwähnt, wie er gerade unter den Physikern und Ingenieuren geeignete Kräfte suchte und, wie er gern anerkannte, auch gefunden hat. Aber die von ihm in leitende Stellungen Gehobenen entstammten nicht durchweg dem üblichen, durch bestandene Staatsprüfungen bescheinigten Bildungsgange — unter ihm hatte sozusagen jeder tüchtige Mensch, mochte er als Laufjunge oder Mechanikerlehrling eingetreten sein, die Prokura in der Tasche. Vollkommene Vorurteilslosigkeit zeichnete ihn auch aus bei der Behandlung der von außen an ihn herantretenden Erfindungsangebote, Unterstützungsgesuche und ähnlicher Anforderungen. Mit unendlicher Sorgfalt prüfte er das Neue, alle verfügbaren Gutachter heranziehend, um nichts zu versäumen, was etwa zu Nutz und Frommen dem von ihm betreuten Ganzen eingefügt werden konnte. Bewundernswert war die Langmut und Ausdauer, mit der er ungeachtet der hundertfältigen Enttäuschungen, die er erleben mußte, immer vorurteilsfrei und vollkommen sachlich, jedem neuen Manne und jeder neuen Sache gegenübertrat. Die tiefe Menschenkenntnis, die er erworben hatte, führte ihn nicht zur Menschenverachtung. Selbst in Fällen, wo kaum noch an dem schwindelhaften oder unehrlichen Verhalten eines Mannes ein Zweifel bestehen konnte, war er geneigt, Milde walten zu lassen und alles anzuerkennen, was Gutes an ihm und seiner Sache gefunden werden konnte.

Sein ausgeprägter, von manchem in seinen letzten Konsequenzen fast als peinlich empfundener Gerechtigkeitssinn machte ihn zum Manne des unbedingten Vertrauens für alle seine Mitarbeiter. Seine Entscheidung wurde nicht nur in allen wichtigen Fragen gesucht, was bei der Ausdehnung des weitverzweigten, vielgestaltigen und verschlungenen Geschäftsbetriebes mit den vielfach aneinander stoßenden und sich zum Teil überdeckenden Arbeitsbereichen der verschiedenen Abteilungen verständlich sein wird — solche Verhandlungen nahmen oft einen großen Teil des Tages in Anspruch —, seine Türe stand jedem offen, der irgendeine Beschwerde oder Bitte vorzubringen hatte. Das führte zwar zu einer in mancher Hinsicht bedauerlichen, vielfach mißbräuchlichen Inanspruchnahme seiner Zeit und Arbeitskraft — in einem Unternehmen, bei dem die Zahl der Arbeiter und Angestellten nach Zehntausenden zählt, gibt es natürlich auch dutzendweise Querulanten —, es hatte aber auch das Gute, daß jeder, auch der geringste, sein Recht gesichert wußte; denn als letzte Instanz, an deren gerechter Entscheidung niemand zweifelte, blieb ihm ja der „Geheimrat". Trotz dieser ermüdenden Werktagsarbeit fand er Zeit, sich derjenigen Aufgaben persönlich anzunehmen, deren Lösung er für besonders dringlich hielt. Von der Aufgabenstellung an, von der Anregung zu erfinderischer Leistung, der fortdauernden Kontrolle, der selbständigen Angabe von erfinderischen Gedanken über die Prüfung und Beratung bei der Formgebung bis zum Versuch und zur Vorführung des fertigen Gegenstandes, ja bis zur Einführung in die Praxis hat er sich in jeder Art geistiger Arbeit betätigt. Zahllos sind die Spuren seines persönlichen Eingreifens in der Geschichte der aus seinem Hause hervorgegangenen Neuschöpfungen. Dabei unterschätzte er den Wert der Leistung keines der daran beteiligten Mitarbeiter: die Arbeit des geschickten Konstrukteurs war ebenso angesehen, wie der Anteil dessen, dem es gelang, den Widerstand des Abnehmerkreises gegen das Neue, sei es nun des großen Publikums oder einer Behörde, zu überwinden — die Beherrschung dieses Kapitels aus der angewandten Psychologie bewertete er in man-

chen Fällen fast noch höher als die ursprüngliche erfinderische Idee. Diese schätzte er besonders hoch ein, wenn sie eine offenkundige Lücke im technisch-wirtschaftlichen Leben auszufüllen berufen schien oder gar ein ganz neues Gebiet erschloß.

Von solchen Problemen beschäftigte ihn das vom Vater überkommene einer elektrischen Hochbahn für den Stadtschnellverkehr, das lange Jahre auf seine Verwirklichung warten mußte, nicht so sehr der technischen Schwierigkeiten, als vielmehr der psychischen Widerstände halber. Auch der interurbane Schnellverkehr stand auf seinem Programm. Die groß angelegten Versuche, deren Seele er war, begannen noch in den letzten Jahren des verflossenen Jahrhunderts und führten bis zu Geschwindigkeiten von über 200 km in der Stunde. Zu praktischen Anwendungen ist es bisher noch nicht gekommen. Die Elektrisierung des Vollbahnbetriebes wurde von ihm ebenfalls mit größtem Eifer verfolgt; er hat die ökonomischen Vorteile des elektrischen Betriebes mit seinen großen, in Zentralen zusammengefaßten Stromerzeugungseinheiten gegenüber der in den Dampflokomotiven betriebenen Kohlenverschwendung klar und allgemeinverständlich dargestellt, und es ist zu hoffen, daß seine Bestrebungen bald in größerem Maßstabe verwirklicht der deutschen Wirtschaft zugute kommen werden. Der Gleichstrommaschine hat er schon früh sein Interesse zugewandt; hier fesselte ihn die Frage nach der Kühlung, die bei dem Versuch, die Leistung bei gegebenem Maschinengewicht zu steigern, zur ausschlaggebenden wird. Er löste die Aufgabe durch eine besonders der Lage der Wärmequellen angepaßte Führung der Kühlluft. Andere Versuche an der Gleichstrommaschine betrafen ihre Regulierfähigkeit; er kam zu dem heute allgemein bekannten Typ der Maschine mit Wendepolen. Auch den großen Fragen der elektrochemischen Technik war er ein Förderer: hier muß besonders das Problem der Stickstoffbindung genannt werden; zu seiner Lösung trug er durch Versuche bei, welche von der Cyanidgesellschaft unter führender Beteiligung von Siemens & Halske ausgeführt wurden und zu dem jetzt in größtem Maßstabe ausgeübten Verfahren der Gewinnung von Kalkstickstoff aus der Luft hinleiteten. Für immer wird sein Name verknüpft bleiben mit der Schaffung der ersten brauchbaren Metallfadenglühlampe. In folgerichtiger Entwicklung seiner schon im Jahre 1883 vorgetragenen Gedanken ließ er in systematischer Arbeit die bisher weniger untersuchten hochschmelzenden Metalle erforschen. Nach 5jährigen von Wilhelm v. Siemens mit größter Zähigkeit geförderten Versuchen gelang es W. Bolton, das Tantalmetall rein darzustellen und den Nachweis seiner Duktilität zu erbringen. Im Jahre 1904 kam die Tantallampe als Frucht dieser Bemühungen auf den Markt. Auch auf dem Schwachstromgebiet ging er bahnbrechend vor. Am bekanntesten ist hier sein Schnelltelegraph geworden, dessen erste Ausführungsform er selbst im Jahre 1903 beschrieben hat.[1]) Die Arbeiten, die zu diesem schönen technischen Erfolg geführt haben, sind so recht charakteristisch für sein erfinderisches Vorgehen, das immer die mit den zur Zeit verfügbaren Mitteln äußersten erreichbaren Grenzen des technisch Realisierbaren aufzufinden trachtete und sich keineswegs mit einem kleinen Fortschritt gegenüber dem bisher Bekannten zufrieden gab. Die jetzt in die Praxis eingeführte Form des Schnelltelegraphen, welche auf dem von ihm angegebenen Prinzip beruht, hat sich — besonders auch im Kriege — voll bewährt. Das Prinzip selbst ist noch mancherlei anderer Anwendungen fähig und in der Tat bereits auch zur Lösung anderer Aufgaben herangezogen worden.

Diese rege Mitarbeit an den verschiedensten technischen Aufgaben, von denen hier nur die bekanntesten genannt wurden, bildete für ihn gewissermaßen den immer wieder sprudelnden Jungbrunnen nach der Last der geschäftlichen Arbeit. So Bedeutendes er auch an der Spitze des von ihm geleiteten Riesenunternehmens, besonders auch auf finanziellem Gebiet, geschaffen hat, kann es doch kaum einem Zweifel unterliegen, daß die geschäftliche Seite seiner Wirksamkeit nicht seinen innersten Neigungen entsprach. Sein Sinn war auf die großen Kulturaufgaben gerichtet, die einem technischen Unternehmen solchen Umfanges und solcher Vielgestaltigkeit gestellt sind; Aufgaben, die es im Interesse der Gesamtheit zu lösen hat, unabhängig von dem augenblicklichen geschäftlichen Erfolg. Selbstverständlich war er über die Notwendigkeit einer vorsichtigen Bilanzierung vollkommen im klaren: ohne Durchdringung mit kaufmännischem Geist erschien ihm ein solches Unternehmen nicht auf die Dauer lebensfähig, aber das Geschäftliche war ihm doch mehr das Mittel zum Zweck, die Sorge dafür war ihm eine unumgängliche Pflicht, die er seiner Stellung zu schulden glaubte und deshalb mit der ihm eigenen Treue erfüllte.

Seine eigentlichen Neigungen bewegten sich zweifellos vorwiegend nach der wissenschaftlichen Seite hin, und es muß fast als ein tragischer Zug in seinem Leben angesprochen werden, daß es ihm nicht vergönnt war, diesen Neigungen frei zu folgen. So wie er einerseits das von ihm geleitete Unternehmen als ein Glied in dem Gesamtorganismus vor allem der deutschen Volkswirtschaft, aber auch der Weltwirtschaft zu betrachten ge-

[1]) E. T. Z. 1904, S. 196—205. Schnellwirkender Typendruck-Telegraph von Siemens & Halske. Vortrag, gehalten in der Sitzung des Elektrotechnischen Vereins am 24. November 1903 von Wilhelm von Siemens.

wohnt war, woraus ihm vielfache Anregungen zu origineller Betätigung auf volkswirtschaftlichem Gebiete flossen, so klar erkannte er andererseits auch den fundamentalen Zusammenhang alles technischen Strebens mit wissenschaftlicher Arbeit. Ihm war die vom Vater ererbte Auffassung in Fleisch und Blut übergegangen, wonach technische Arbeit gar nicht denkbar ist ohne die gründlichste Klarstellung der Naturgesetze, auf deren Anwendung sie sich aufbaut. Diese starke Betonung der naturwissenschaftlichen Grundlagen war ein Eckpfeiler seiner wissenschaftlichen Persönlichkeit. Naturgemäß stammten vielfach die Anregungen zu wissenschaftlichem Denken aus der ihn umgebenden technischen Atmosphäre; er war in ein technisches Zeitalter hineingestellt worden, dessen Leitstern nicht mehr vorwiegend die großen Erfindungen und Gedanken der verflossenen Pionierzeit waren. Es war die Zeit gekommen, die das Streben nach vollkommenerem Ausbau des qualitativ Bekannten, das Streben nach höherem Nutzeffekt, nach besserer Ökonomie an die Spitze stellen mußte. So ist es zu verstehen, daß der Leitgedanke des Ökonomischen auch für sein ganzes wissenschaftliches Denken vielfach in den Vordergrund trat. So wie ihm auf wirtschaftlichem Gebiete nichts so zuwider war, wie ein „verschwenderisches Wirtschaften aus einem großen Topf heraus", so war auch bei den technisch-wissenschaftlichen Problemen, die ihn in erster Linie fesselten, der Gedanke des Ökonomischen der leitende. Mit seltenem Scharfblick erkannte er die Mängel, die unserer Zivilisation auf dem Gebiete der Wärmewirtschaft — besonders der Heizung —, der Lüftung, der Nachrichtenübermittlung und vor allem auf dem Beleuchtungsgebiete noch anhaften. Er empfand es als einen erstaunlichen Rückstand, daß unsere Architekten zuweilen noch immer Versammlungsräume schaffen, die infolge ihrer schlechten Akustik eine Verständigung mißlingen lassen.

Aber das Bild seiner wissenschaftlichen Persönlichkeit würde unvollständig sein, wollte man nur seiner auf die technischen Anwendungen gerichteten Bestrebungen gedenken. Mit lebhaftem Interesse verfolgte er die Entwicklung rein wissenschaftlicher Fragen, und er hat oft betont, wie schmerzlich er die Entsagung empfand, die er sich in seiner Stellung auferlegen mußte, die Entsagung, sich nicht selbst forschend mit den Fragen der Physik und Chemie beschäftigen zu können. Er hat oft ausgesprochen, wie glücklich er diejenigen schätze, die ihre ganze Lebensarbeit der wissenschaftlichen Forschung widmen können. Unter den Problemen, die ihn vorwiegend fesselten, sind z. B. zu nennen die Frage der Elektronenleitung in Metallen, der Lichtemission und der Atomphysik. Die Schlüsse, die man aus den Spektren der Elemente auf das Atominnere ziehen könnte, beschäftigten ihn lebhaft. Wenn es noch möglich war, dieses Interesse zu steigern, so trat das ein nach Bekanntwerden der tiefschürfenden röntgenspektroskopischen Untersuchungen von Laue und Debye. Über jeden Fortschritt auf diesem Gebiet wünschte er unterrichtet zu sein. Und wie eingehend sein Interesse für diese Dinge war, wie sie ihn dauernd bewegten, ersah jeder, der ihm darüber Rede gestanden hatte, daraus, daß er nach Tagen und Wochen immer wieder neue Fragen in bezug auf den behandelten Gegenstand stellte, die von tiefstem kritischem Eingehen auf die Kernpunkte des Problems zeugten.

So war er nach Veranlagung, Ausbildung, Erfahrung und Interessenkreis der berufene Pfleger Siemensscher Tradition gegenüber dem gesamten physikalisch-chemisch-technischen Versuchswesen, und er hat hier zu jeder Zeit seinen Mann gestanden. Besonders zeichnete er das Physikalisch-chemische Laboratorium von Siemens & Halske, das als seine ureigenste Schöpfung betrachtet werden muß, durch sein dauerndes Interesse aus. Hier begnügte er sich nicht damit, sich über jeden neuen wissenschaftlichen Mitarbeiter bei der Einstellung auf das gründlichste berichten zu lassen, sondern das Wohl jedes Einzelnen lag ihm auch späterhin ständig am Herzen. So untersuchte er selbst, ob nicht etwa die einzelne Individualität unterdrückt würde in ihrer freien Entfaltung. Er wollte, daß jeder nach Möglichkeit mit Arbeiten beschäftigt würde, die ihn nach seiner Veranlagung besonders interessierten. Über den Schaden, den in dieser Beziehung ein despotischer Abteilungsvorsteher anrichten kann, war er vollkommen im klaren und belegte seine Auffassung mit Beispielen aus der Geschichte seines Hauses. So kam es, daß hier jeder wissenschaftliche Mitarbeiter gewissermaßen in einem persönlichen Treueverhältnis zu ihm stand, ein in der Geschichte moderner großer Unternehmungen gewiß seltener Erfolg, der ausschließlich dem Reiz seiner Persönlichkeit zu verdanken war. Überhaupt hatte er ein starkes Empfinden für den Wert des Persönlichen und seine Achtung vor den Grenzen der Freiheit des Individuums ging so weit, wie es irgend mit dem Interesse der Gesamtheit vereinbar war. So gelang es ihm gerade, auch weniger Anpassungsfähige zu nutzbringender Mitarbeit auf die Dauer heranzuziehen, die ihrer eigenartigen Veranlagung wegen wohl in manchen anderen Betrieben an Reibungswiderständen gescheitert wären. Allerdings legte er neben der wissenschaftlichen Befähigung ausgesprochenen Wert darauf, daß jeder Mitarbeiter ein gefestigter Charakter sein sollte. Denn nur unter dieser Bedingung erschien ihm ein fruchtbares Zusammenarbeiten denkbar. Auf die Erzielung eines innigen geistigen Kontaktes zwischen allen wissenschaftlichen Mitarbeitern seines Hauses

legte er allergrößtes Gewicht, und er führte einen dauernden Kampf gegen die wissenschaftlichen Einsiedler. Er stand selbst auf hoher Warte und hatte einen weiten, das gesamte Gebiet der Technik überspannenden Gesichtskreis, wie ihn kaum jemand unter seinen Zeitgenossen gehabt haben dürfte. Alle Anregungen, die er aus dem von ihm überschauten Gebiete zog, führte er sorglich seinem Physikalisch-chemischen Laboratorium zu. Die nach Zahl und Umfang ständig wachsenden Aufgaben des Physikalisch-chemischen Laboratoriums hatten schon vor dem Kriege zu dem Plane eines Neubaues geführt. Wenn es trotz der Hemmungen durch den Krieg und die bekannten Erscheinungen der letzten Zeit bald zu einem Beziehen des neuen, allen erdenklichen Bedürfnissen physikalisch-chemisch-technischer Forschung angepaßten Gebäudes kommen wird, so ist das seiner Fürsorge zu danken. Als er im Juni 1918 die Absicht aussprach, sich in Zukunft mehr von der geschäftlichen Tätigkeit zurückzuziehen, da gab er der Hoffnung Ausdruck, nun endlich an seinem Lebensabend Zeit zu finden, sich seiner eigentlichen Neigung entsprechend selbst an der Lösung physikalischer Probleme beteiligen zu können. Dazu ist es nicht mehr gekommen.

Obwohl ihn seine Neigungen deutlich nach der naturwissenschaftlichen Seite wiesen, widerstrebte es ihm doch, sich mit den wirtschaftlichen Fragen, denen er sich beruflich widmen mußte, anders als mit der ihm eigenen wissenschaftlichen Gründlichkeit zu beschäftigen. Auch auf dem volkswirtschaftlichen Gebiet strebte er unablässig, durch eigenes Studium seinen Gesichtskreis zu vergrößern, und er kam auch hier zu origineller eigener Betätigung. Er behandelte in Veröffentlichungen,[1]) deren knapper, klarer, gänzlich schmuckloser Stil so recht die Spuren seiner Eigenart trägt, Fragen aus dem wirtschaftlich-technischen Grenzgebiet, gewerbliche und finanzpolitische Gegenstände. Ja, als der Krieg von jedem Deutschen den Einsatz aller Kräfte zum Wohle des Vaterlandes verlangte, da fand er trotz der nun aufs äußerste gesteigerten geschäftlichen Inanspruchnahme Zeit und Kraft, sich in politischen Schriften[2]) an die Gesamtheit aller Deutschgesinnten zu wenden, auch hier seiner Führernatur folgend.

Persönlich ist er außerhalb seiner eigentlichen Arbeitsgemeinschaft nur in den wissenschaftlichen und technischen Gesellschaften hervorgetreten, denen er angehörte. Die freie Rede floß ihm gewissermaßen stoßweise, als ob er wie beim schriftlichen Formulieren des Gedankens, das ihn wohl mehr befriedigte, auch hier sich verpflichtet fühlte, das Wort erst nach Gewinn der größten Klarheit und Knappheit des Ausdrucks freizugeben. Bemerkenswert ist sein Eintreten[1]) für die Schöpfung der Forschungsinstitute, der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft, der er als Senator angehörte. Auch unserer „Deutschen Gesellschaft für technische Physik" war er unmittelbar nach ihrer Gründung als Mitglied beigetreten; was sie von seiner Mitarbeit zu erhoffen gehabt hätte, bedarf keiner näheren Beleuchtung.

Auch in der verständnisvollen und tatkräftigen Förderung gemeinnütziger Zwecke erwies er sich als Hüter der Überlieferung seines Hauses.

Von äußeren Anerkennungen, die ihm zuteil wurden, mag erwähnt werden, daß er Dr. Ing. e. h. der technischen Hochschule Dresden, Dr. phil. h. c. der Universität Berlin und Mitglied der Akademie des Bauwesens war. Ihm verlieh als erstem Inhaber der elektrotechnische Verein die im Jahre 1903 gestiftete Siemens-Stephan-Gedenkplatte. Unter seinen Ordensauszeichnungen befand sich das Eiserne Kreuz am schwarz-weißen Bande. Seit 1904 war er Geheimer Regierungsrat — und so auch in dieser Würde der Nachfolger seines Vaters.

Es bleibt nur noch übrig, über das Ende zu berichten. Im Weltkriege, dessen gefahrdrohende Wetterzeichen er schon frühzeitig erkannt hatte, ohne freilich mit seiner Mahnung zu vorsichtiger Vorbereitung auch auf den vorauszusehenden Bedarf an Rohstoffen in gewünschtem Maße durchzudringen, hat er mit Einsatz seiner ganzen Kraft das von ihm geleitete Unternehmen als einer der ersten Führer der deutschen Industrie auf die Beschaffung des Kriegsbedarfs umgestellt. Aber nicht genug damit, setzte er mit angestrengter erfinderischer Tätigkeit ein, um dem in schwerstem Daseinskampfe ringenden Vaterland neue, wirksamere Kampf- und Abwehrmittel zu schaffen. Wir müssen es uns versagen, auf diese letzte Blütezeit in seinem tatenreichen Leben näher einzugehen.

Das große Unglück des Vaterlandes und das seelische Siechtum eines großen Teiles des deutschen Volkes traf ihn aufs tiefste. Wer früher sein nicht selten von freundlichem, etwas sarkastischem Humor erhelltes Antlitz kannte, der mußte angesichts des

[1]) Das Recht der Angestellten an den Erfindungen. 1908. C. Heymanns Verlag. — Elektrizitätssteuer und Arbeitgebersteuer. Deutsche Revue, Dezember 1908. — 25 Jahre elektrischer Energieversorgung. Nord und Süd, Juni 1913. — Werner Siemens und sein Wirkungsfeld Die Naturwissenschaften, 1916, Heft 50. — Beteiligung der Industrie an der Staatsverwaltung. E. T. Z. 1917, S. 288 bis 289.

[2]) Die deutsche Industrie und der Weltkrieg. Nord und Süd, August 1915. — Eine kriegstechnische Betrachtung. Technik und Wirtschaft, Juli 1915. — Seerecht und Sicherung der Volkswirtschaft. Recht und Wirtschaft, August/September 1916. — Die Freiheit der Meere. 1917. Verlag Mittler & Sohn. — Belgien und die Abrüstungsfrage. Verlag Karl Curtius.

[1]) Die Organisation technisch-wissenschaftlicher Forschungsgebiete. E. T. Z. 1911, S. 164—165. — Zur Frage der Gründung neuer wissenschaftlicher Forschungsinstitute. E. T. Z. 1911, S. 129—131.

schmerzlichen Ernstes erschüttert sein, der es jetzt verdüsterte. Doch war er fern davon, zu verzagen. Noch zu Beginn dieses Jahres hat er in einer Rede an die heimgekehrten Kriegsteilnehmer der Siemenswerke seiner Zuversicht auf eine Wiedergeburt auf Grund der sittlichen Kräfte des deutschen Volkes und seiner Führer mannhaften Ausdruck verliehen.

Schweres Leid traf ihn auch in seiner Familie. Am 29. April 1918 verstarb sein älterer Bruder Arnold und am 26. Juli 1919 schied nach langem, schwerem Leiden die treue Lebensgefährtin von ihm. Er selbst hatte sich alle Entbehrungen der Kriegszeit auferlegt; in seiner körperlichen Widerstandskraft geschwächt, erkrankte er ernstlich und ist am 14. Oktober 1919 in Arosa, wo er Heilung suchte, gestorben.

Auf viele seiner Mitarbeiter hat bei seinen Lebzeiten sein Beispiel nachhaltiger gewirkt, als er selbst es vielleicht annahm. Möchte das Vorbild dieses edlen Menschen, dieses treuen Kämpfers und echten deutschen Mannes bald und stark nachwirken auch auf einen größeren Kreis!

Dezember 1919. H. Gerdien.

Erste Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik

im großen physikalischen Hörsaal der technischen Hochschule Charlottenburg am 7. November 1919.

1. Die Versammlung, zu der etwa 125 Mitglieder nebst einer größeren Zahl von Gästen erschienen waren, wurde vom ersten Vorsitzenden um $7^1/_4$ Uhr mit einigen Begrüßungsworten eröffnet.

Vor Eintritt in den geschäftlichen Teil der Tagesordnung hielt Herr Gehlhoff einen Vortrag „Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit", mit Projektionsbildern, Experimenten und Demonstrationen, der in dieser Zeitschrift zum Abdruck kommt.

Herr Gehlhoff berichtet seitens des Vorstandes über die erfreuliche Entwicklung, die die Gesellschaft seit der Gründungsversammlung (6. Juni 1919) genommen hatte (Mitgliederzahl am 7. November 1919: 270), ferner über die in der Zwischenzeit vom Vorstande und den Ausschüssen geleistete organisatorische und propagandistische Arbeit. Dem dahingeschiedenen Mitglied, Geheimrat Wilhelm von Siemens, widmete er, seinen Verlust für die Gesellschaft aufs lebhafteste bedauernd, warme Worte des Gedenkens. Die Versammelten erhoben sich zu Ehren des Verschiedenen von ihren Plätzen.

2. Der zweite Vorsitzende, Herr Mey, dankte zunächst den Firmen, die bisher die Entwicklung der Gesellschaft finanziell unterstützten, und bat insbesondere Herrn Dr. Weidert, der Firma C. P. Goerz Akt.-Ges., Berlin-Friedenau den wärmsten Dank des Vorstandes und der Gesellschaft für die bisherige Übernahme der Kosten für Porto, Drucksachen, Büro usw. zu übermitteln. Er ging ausführlicher auf die Arbeiten des Satzungs-, des Hochschul-, des Finanz- und vor allem des Zeitschriftenausschusses ein und berichtete, daß der letztere mit dem Vorstand das Erscheinen einer Vereinszeitschrift beschlossen und in die Wege geleitet hätten, und daß ferner ein neues Referatenblatt gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, finanziell unterstützt von der Akademie der Wissenschaften, dem Kaiser Wilhelm-Institut und vielen Firmen, die namhafte Beiträge in Aussicht stellten, ab 1. Januar 1920 im Verlage von Vieweg erscheinen solle. Dieses Referatenblatt solle in wesentlicher Erweiterung des zu referierenden Stoffes, besonders auch nach der Seite der technischen Physik, die Fortsetzung der Fortschritte der Physik, der Literaturberichte zu den Fortschritten der Physik und der Beiblätter zu den Annalen bilden, die mit Jahresschluß ihr Erscheinen einstellen. Schließlich sprach er Herrn Präsidenten Warburg den Dank der Gesellschaft für seine vielfache Unterstützung durch Rat und Tat aus.

Die Versammlung erteilte hierauf dem Vorstand Entlastung.

3. Der erste Vorsitzende schritt nun zur abschnittweisen Verlesung der Satzungen, gab kurze Erläuterungen und brachte die einzelnen Paragraphen zur Abstimmung. Sämtliche Satzungsvorschläge wurden ohne Änderung einstimmig angenommen. Herr Strecker schlug vor, die förmliche notarielle Gründung der Gesellschaft vor dem Registerrichter sieben namhaft gemachten Herren aufzutragen. Die Versammlung stimmte dieser Anregung mit der Erweiterung zu, daß der Vorstand Ersatzmänner für die an der Unterzeichnung verhinderten Herren bestimmen solle. Ferner wurden die Vorstandsmitglieder, die Herren Gehlhoff, Mey und Hausser ermächtigt, vom Registerrichter etwa gewünschte Satzungsänderungen zu beschließen und vorzunehmen.

4. Vorstand, Beirat und Ausschüsse legten nun ihre Ämter nieder, da die ihnen von der Gründungsversammlung übertragenen Aufgaben erledigt sind.

Auf Anregung des Herrn Strecker erfolgte Wiederwahl bzw. Neuwahl der nachstehenden Herren durch Zuruf:



Vorstand:

1. Vorsitzender: Dr. G. Gehlhoff.
2. „ Dr. K. Mey,
Schatzmeister: Dr. K. Hausser,
1. Schriftführer: Dr. C. Müller,
2. „ Dr. F. Eckert.

Beirat:

Professor Dr. Gerdien,
Geheimrat Prof. Dr. Kurlbaum,
Professor Dr. Straubel,
Professor Dr. Wagner,
Präsident E. Warburg,
Dr. Weidert.

Zeitschriftenausschuß:

Professor Dr. Berndt,
Dr. Gehlhoff,
Professor Dr. Jacob,
Dr. Mey,
Professor Dr. Pirani,
Geh. Rat Prof. Dr. Scheel,
Geh. Rat Prof. Dr. Strecker.

Hochschulausschuß:

Geh. Rat Prof. Dr. Hallwachs,
Dr. K. W. Hausser,
Professor Dr. Knoblauch,
Professor Dr. Krüger,
Geh. Rat Prof. Dr. Kurlbaum,
Professor Dr. Pirani,
Präsident Warburg.

Ein Finanz- und ein Satzungsausschuß wurden, da ihre Arbeiten im wesentlichen beendet sind, nicht wieder gebildet. Ihre etwa noch erforderliche Tätigkeit geht auf den Vorstand über.

5. In den Satzungen ist die Möglichkeit der Wahl eines Ehrenvorsitzenden gegeben. Hieran anknüpfend schlug Herr Gehlhoff vor, Herrn Präsidenten Warburg in Anbetracht seiner Verdienste um die Verknüpfung von Physik und Technik und um die Förderung der Gesellschaft den Ehrenvorsitz anzutragen. Er erinnerte daran, daß Präsident Warburg während seiner langen Tätigkeit als Hochschullehrer und Forscher die experimentelle und technische Seite der Physik besonders gepflegt und betont hat, was am besten durch die Tätigkeit zahlreicher seiner Schüler in der Technik dokumentiert wird, ferner daß er es in seiner Stellung als Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt verstanden habe, diese zum Kristallisationszentrum der technischen Physik zu machen und so die zahlreichen Wechselbeziehungen zwischen Physik und Technik zu beleben und zu pflegen. Er verwies endlich auf seine Verdienste um die Helmholtz- und Siemensringstiftung, sowie darauf, wie rege er sofort den Vorschlag der Gründung der Gesellschaft für technische Physik aufgegriffen und mit Rat und Tat ständig unterstützt habe, so daß er wie kein zweiter geeignet sei, als Ehrenvorsitzender dieser Gesellschaft deren Ziele und Bestrebungen zu verkörpern.

Herr Präsident Warburg erwiderte mit dankenden Worten, daß ihm die zugedachte Ehrung eine herzliche Freude bereiten würde und daß er dem Gedeihen der Gesellschaft und der Förderung der jungen Bewegung, die einem Bedürfnis entspreche, gern seine Kraft weiter widmen wolle.

Die Versammlung wählte darauf Herrn Warburg einstimmig und unter lebhaftem Beifall zum Ehrenvorsitzenden. Er scheidet damit aus dem Beirat aus.

Der Vorsitzende schloß um 10 Uhr die Versammlung, auf die ein zwangloses Beisammensein zahlreicher Teilnehmer nachfolgte.

Der 1. Vorsitzende:	Der 1. Schriftführer:
gez.: Dr. Gehlhoff.	gez.: Dr. C. Müller.

Zusammenfassende Berichte.

Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit.

Von Georg Gehlhoff.

(Vorgetragen in der Hauptversammlung am 7. November 1919.)

(Fortsetzung.)

5. Die Becklampe.

Schon drei Jahre vor Lummer war Beck[1]) auf ganz anderen Wegen zum Ziele gelangt, eine Bogenlampe mit erhöhter Flächenhelligkeit zu schaffen. Beck war von der falschen Vorstellung ausgegangen, daß man durch Verwendung sogenannter Effektkohlen, bei denen die Helligkeit einer Bogenlampe durch Färben des Lichtbogens mit Metalldämpfen vergrößert wird, die Helligkeit eines Scheinwerfers steigern kann. Diese Zunahme der Helligkeit kommt natürlich ausschließlich dem Lichtbogen zugute (Fig. 11), der bei der normalen Bogenlampe sich nur mit 5% an der Lichtausstrahlung beteiligt und für Beleuchtungszwecke demgemäß nicht ins Gewicht fällt, während bei Verwendung von Effektkohlen der Lichtbogen bis zu 80% der gesamten Bogenlampenhelligkeit

[1]) Die erste Patentanmeldung (D. R. P. 262913) datiert vom 13. September 1910.

liefern kann. Diese Helligkeit ist jedoch bei der Verwendung der Effektbogenlampe im Scheinwerfer nicht nur nicht nötig, sondern sogar störend, da der gefärbte Lichtbogen nicht zur Vergrößerung der Helligkeit des Scheinwerfers, sondern lediglich zur Vermehrung der Streuung beiträgt. Hiervon mußte sich auch Beck bald überzeugen; jedoch mit Zähigkeit verfolgte er den eingeschlagenen Weg weiter und gelangte bald zu überraschenden Erfolgen. Er erkannte, daß es notwendig ist, die Kohle zu überlasten, dabei aber das Übergreifen des positiven Kraters über die Stirnfläche der Kohle zu verhindern. Wenn man nämlich bei der normalen Bogenlampe die Belastung steigert, dann wird zunächst die normale Kraterfläche als ob die Flächenhelligkeit des Kraterbodens erhöht wäre. Von den Kohlen für 150 Amp.-Bogenlampen, wie sie in den 110 cm-Scheinwerfern verwandt werden, hat die normale positive Kohle einen Durchmesser von 36,5 mm und einen Kraterdurchmesser von etwa 26 mm, die Kratertiefe ist etwa 3 mm; bei der Becklampe ist der Kohlendurchmesser nur 16 mm, wobei noch der sehr schlecht leitende, relativ starke Docht von 8 mm Durchmesser zu berücksichtigen ist, der Kraterdurchmesser 14—15 mm und die Kratertiefe 10—15 mm. Die Steigerung der Flächenhelligkeit und dementsprechend auch die Steigerung der Scheinwerferhelligkeit ist infolge der großen Überlastung etwa eine $2^1/_2$ bis 3 fache.




Fig. 11. Normaler und Effektlichtbogen.

größer und greift bei weiterer Erhöhung der Belastung über die Stirnfläche der Kohle hinweg, so daß sie spitz zubrennt und sich kein normaler Krater mehr ausbildet. Beck gelang es jedoch, Kohlen mit Metallsalzen zu entwickeln, die einen tiefen Krater ausbildeten, in welchem die Metallsalze infolge der großen Stromdichte zu intensivem Leuchten gebracht wurden, während er das Übergreifen des Lichtbogens auf die über die ganze stromführende Länge hellrotglühende Kohle dadurch verhinderte, daß er das Kohlenende mit Spiritusdämpfen oder Leuchtgas usw. umspülte.[1]) Bei diesen Kohlen wurde der ganze Lichtbogen nur wenig, im wesentlichen nur der innerhalb des tiefen ausgehöhlten Kraters befindliche Teil des Lichtbogens zu intensivem Leuchten gebracht. Da gleichzeitig der Querschnitt bedeutend verringert war, wurde infolge der hohen Überlastung zusätzlich zu dem Licht des Kraters das intensive Licht des innerhalb des Kraters leuchtenden Metalldampfes ausgestrahlt; und da dieser Gasraum sehr klein und eng umgrenzt ist, wirkt er ähnlich,

Die spektrale Verteilung der Temperatur und Flächenhelligkeit der Becklampe wurde im Frühjahr 1917 von Fr. Kurlbaum und H. Hennig mit dem Spektralpyrometer gemessen, deren Freundlichkeit ich die Erlaubnis zur Wiedergabe der Figur 12 verdanke. Man ersieht aus dieser Figur, daß im Roten die Temperatur nur wenig höher als bei der normalen Bogenlampe, die Flächenhelle etwa $1^1/_2$ fach ist; dagegen steigt die Temperatur im Blauen auf 4450^0 abs., die Flächenhelle auf das 4,5 fache der der normalen Bogenlampe. Daher rührt auch der subjektive Eindruck starker Blaufärbung des Lichtes der Becklampe.

Die technische Ausarbeitung der Becklampe für Großscheinwerfer und ihre Fabrikation wurde von der Firma Körting & Mathiesen A.-G. in Leutzsch bei Leipzig übernommen. Die Erfindung selbst wurde jedoch wenig bekannt, wozu nicht unerheblich beitrug, daß sie sich in der Praxis wegen mancher technischer Mängel, häufiger Betriebsstörungen, einer gewissen Unzuverlässigkeit im Brande und schließlich auch wegen Abneigung gegen Neuerungen nicht durchzusetzen vermochte. Hierdurch wurde die Firma auch von weiteren,

[1]) D. R. P. 262913, 13. September 1910.

mit erheblichen Kosten verknüpften Versuchen abgeschreckt. Auch ausführlichere Publikationen hierüber, mit Ausnahme von Patentschriften und eines kurzen Artikels von W. Wedding[1]), sind nicht erfolgt. So geriet diese bedeutsame Erfindung in Vergessenheit. Erst im Laufe des Krieges, als die Notwendigkeit der Steigerung der Scheinwerferhelligkeit namentlich für Fliegerabwehrzwecke immer dringlicher wurde, kam man auf den Beckscheinwerfer zurück, und

Temperatur der Becklampe und normalen Bogenlampe, sowie Verhältnis der Flächenhelligkeiten beider.

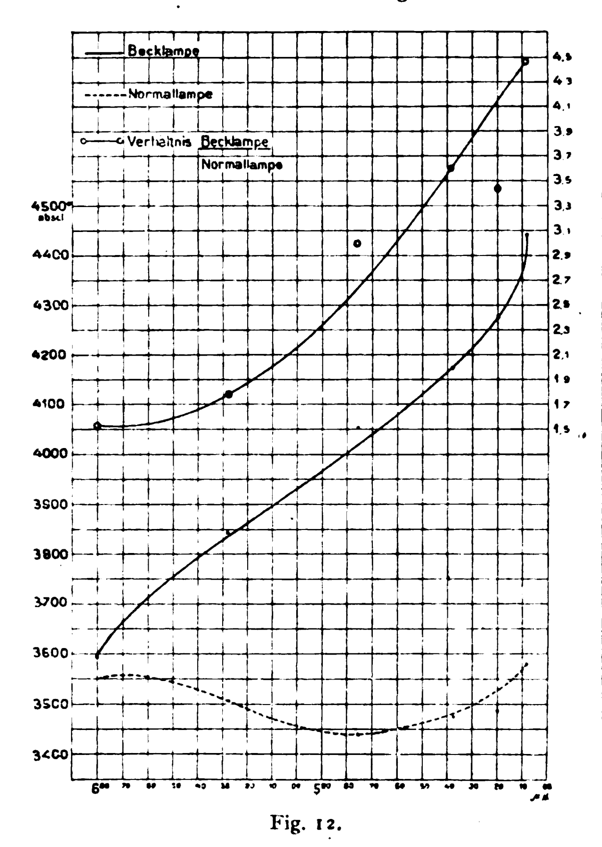


Fig. 12.

zwar in für uns Deutsche beschämender Weise auf Grund einer englischen Publikation über den sogenannten Sperryscheinwerfer, der nichts anderes als ein Abklatsch des Beckscheinwerfers war, auf Grund von Zeichnungen und Unterlagen, die man bei Kriegsbeginn Beck, der sich gerade auf englischem Boden befand, abgenommen hatte. So stieß man wieder auf die alte deutsche Erfindung, und mit großer Energie wurde dann von der obengenannten Firma die Fabrikation dieser Scheinwerfer in Angriff genommen.

6. Untersuchungen an der Becklampe.

In dieser Zeit erhielt ich durch Übernahme der Scheinwerferabteilung obengenannter Firma seitens der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abt. Scheinwerferbau, in Leutzsch bei Leipzig Gelegenheit, mich eingehend mit der Becklampe zu beschäftigen.[1])

Zunächst galt es vor in Angriffnahme weiterer Versuche, den Scheinwerfer und die Becklampe in konstruktiver und technischer Hinsicht zu vollenden, was hier nur kurz gestreift werden soll. Die durch Verwendung des Leuchtgases bedingte Explosionsgefahr wurde durch Einbau eines automatisch wirkenden Ventils gemindert, das bei Stromlosigkeit der Lampe durch Federkraft geschlossen war und beim Einschalten der Lampe elektromagnetisch geöffnet wurde; das Leuchtgas entzündete sich dann am Bogen. Die Luftzuführung zum Brenner war so eingestellt, daß das Leuchtgas mit schwachleuchtender Flamme verbrannte und so die Kohle schützte. Weiterhin wurde die Gaszuführung durch eine Achse des Scheinwerfers gelegt, so daß das durch Leuchtgasbombe zugeführte Gas auch während des Schwenkens des Scheinwerfers in der Vertikalen stets sicher zugeführt wurde. Die Leuchtgasbombe war am Drehtisch des Scheinwerfers befestigt und machte die Drehung in der Horizontalen mit. Durch Verbesserung der Kontakte der Stromzuführnng (auf die technischen Einzelheiten wird unten ausführlicher eingegangen) wurden die Schwierigkeiten des Stromüberganges vermindert. Um bei der starken Überlastung der Kohlen einen gleichmäßigen Abbrand und gute Kraterbildung zu erzielen, muß die Kohle während des Betriebes sich dauernd drehen, der Strom also durch Schleifkontakte zugeführt werden. Die 16 mm starke, mit 150 Amp. belastete Kohle wird von den Kontakten ab auf die stromführende Länge hellrotglühend. Dieser Hitzebelastung widerstanden nur hartverlötete Silberkontakte (Platin war nicht erhältlich bzw. zu teuer). Infolge des hohen Widerstandes der Kohle, namentlich bei der starken Erhitzung, und des damit verbundenen starken Spannungsabfalles ging der Strom nur an dem vorderen Ende des ersten von zwei hintereinander angeordneten Kontakten über. Andererseits war der geringe Umfang der Kohle hinderlich. Die beste Anordnung fanden wir in einem festen unteren und drei gefederten um die Kohle ange-

[1]) W. Wedding, E. T. Z. **35**, 901, 1914. Die von W. Wedding gemessenen Werte sind erheblich höher, als die angegebenen; die Diskrepanz konnte jedoch bei unseren Untersuchungen, die die Messungen von F. Kurlbaum und H. Hennig bestätigten, nicht aufgeklärt werden. Der Verf.

[1]) An diesen Untersuchungen hat späterhin Herr Dr. H. Schering mitgearbeitet; an der technischen Ausgestaltung der Lampe und der Scheinwerfer hat Herr Dipl.-Ing. F. Thilo wesentlichen Anteil.

ordneten Kontakten von mäßiger Längenausdehnung.

Schließlich war noch eine ganze Reihe anderer konstruktiver Einzelheiten und Schwierigkeiten zu überwinden, da auf Einführung und schnellste Lieferung der Scheinwerfer gedrängt wurde, bis wir an die wichtigste Aufgabe gehen konnten, die Becklampe näher zu studieren und, wenn möglich, zu verbessern, wofür nur eingehende Laboratoriumsarbeit, Prüfung der Verhältnisse und Aufdeckung der Ursachen des „Beckeffekts" Aussicht auf Erfolg bot.

a) Methode der Temperaturbestimmung.

Zur Messung der schwarzen Temperaturen (nur auf diese mußten wir uns beschränken, und auch nur diese haben im beleuchtungstechnischen Sinne Interesse) und der Flächenhelligkeit benutzten wir die nachstehend beschriebenen Methoden.

Die Messungen der absoluten schwarzen Temperaturen bzw. Flächenhelligkeiten des positiven Kraters wurden mit dem optischen Pyrometer von Holborn-Kurlbaum ausgeführt. Diesem Pyrometer wird von der Firma Siemens & Halske eine geeichte Tabelle mitgegeben, die gestattet, die schwarzen Temperaturen in Abhängigkeit von der Stromstärke der Vergleichslampe abzulesen, und zwar für direkte Messungen in monochromatischem (rotem) Licht, als auch für Messungen im geschwächten Licht, durch ein Rauchglas hindurch. Da die Schwächung durch das Rauchglas bei Messungen am positiven Krater nicht ausreicht, so schalteten wir noch zwischen die Lichtquelle und das Pyrometer einen rotierenden Sektor von etwa hundertfacher Schwächung ein. Seine Schwächung muß bei der Bestimmung der schwarzen Temperaturen aus den abgelesenen Stromstärken berücksichtigt werden. Es wurde hierbei die Wiensche Spektralgleichung zugrunde gelegt:

$$E_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} \cdot e^{-c_2/\lambda T}. \qquad (2)$$

Es bedeutet: E die Strahlung; T die absolute schwarze Temperatur; c_1 und c_2 Konstanten; λ die Wellenlänge.

Die Messungen wurden, wie oben erwähnt, an der durch den rotierenden Sektor Kfach geschwächten Strahlung ausgeführt. (Die Sektorschwächung K wurde photometrisch bestimmt.) Man erhält also aus ihnen nur die relativ richtigen Werte der Temperatur, T'. Wir bezeichnen daher die Kfach geschwächte Strahlung mit $E_{\lambda T'}$.

Auch für sie gilt:

$$E_{\lambda T'} = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T'}. \qquad (3)$$

Die wahren absoluten schwarzen Temperaturen T erhält man nun aus dem Quotient von (2) und (3):

$$\frac{E_{\lambda T}}{E_{\lambda T'}} = K = e^{\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T}\right)} \qquad (4)$$

oder

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T'} - \frac{\log K}{c_2 \log e} \lambda. \qquad (5)$$

c_2 wurde $= 1{,}46 \cdot 10^4$ gesetzt und λ in μ ausgedrückt. Es wurde durch ein rotes, gelbes, grünes, blaues und blauviolettes Filter beobachtet, deren Spektralbereiche spektroskopisch festgestellt wurden. Für jede Farbe wurden die wahren schwarzen Temperaturen T nach Formel (4) aus den aus der Eichtabelle abgelesenen Temperaturen T' berechnet, indem für λ der Mittelwert des Spektralbereiches der betreffenden Farbfilter eingesetzt wurde. Die Schwerpunkte der verwandten Filter waren 675, 610, 540, 495 und 465 $\mu\mu$. Da es sich bei der Becklampe um leuchtende Metalldämpfe mit einem diskontinuierlichen Spektrum handelt, mußte man Durchschnittswerte nehmen und auch die Filterbereiche nicht allzu schmal wählen. Die Messung in einzelnen Linien wäre zwar physikalisch interessant gewesen, hätte aber praktisch keine Bedeutung gehabt. Im übrigen verlangt auch schon die Anordnung der Linien in helleren und schwächeren Gruppen breitere Filter, um genügende Durchschnittswerte zu erhalten.

Diese so erhaltenen Temperaturen, in Abhängigkeit von λ aufgetragen, zeigen die spektrale Verteilung der absoluten schwarzen Temperatur. Der Mittelwert einer solchen Kurve gibt die mittlere absolute schwarze Temperatur für weißes Licht. Aus diesen Werten wurde nach den von Lummer[1]) angegebenen Tabellen über die Abhängigkeit der Flächenhelligkeit von der schwarzen Temperatur der absolute Wert der mittleren Flächenhelligkeit bestimmt.

Hinsichtlich der Flächenhelle interessierte jedoch in erster Reihe das Verhältnis der zu messenden Flächenhelligkeit zu der der normalen Kohle. Man findet es folgendermaßen.

Nennt man die absolute schwarze Temperatur der normalen Kohle T_1, die der zu messenden Kohle T_2, die Strahlung dieser Kohle $E_{\lambda T_2}$, die Strahlung der normalen Kohle $E_{\lambda T_1}$ und setzt diese letztere gleich 1, so erhält man aus einer der Gleichung (4) analogen Gleichung das Verhältnis der Flächenhellen beider Kohlen in einem Spektralbereich λ zu:

$$e_\lambda = e^{\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}. \qquad (6)$$

Hierin kann man für die schwarzen Temperaturen die aus der dem Holborn-Kurlbaum-Pyrometer mitgegebenen Tabelle abgelesenen, nur relativ richtigen Werte der Temperaturen ohne Berücksichtigung der Schwächung durch den rotierenden Sektor

[1]) Otto Lummer, Grenzen und Ziele der Leuchttechnik, Kap. VII, §§ 59 und 60.

einsetzen, da in dem Ausdruck $\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}$ das additive Korrektionsglied $\frac{\log K}{c_2 \log e}\lambda$ wegfällt. Beobachtet man auch hier in den oben erwähnten 5 Spektralbereichen, errechnet aus Gleichung (6) den für jeden Bereich gültigen Wert von v_λ und trägt diesen in Abhängigkeit von λ auf, so erhält man die Kurve der spektralen Verteilung der Flächenhelligkeitsverhältnisse. Das Mittel der Kurve gibt an, um wievielmal höher die weiße Flächenhelle der gemessenen Kohle ist als die der normalen Kohle.

Dieses Verfahren wurde einmal deswegen angewandt, weil für „weißes" Licht die Farbenunterschiede zwischen Bogenlampe und Glühlampe zu groß waren; dann aber auch, weil es uns trotz vielfacher Bemühungen nicht möglich war, ein Spektralpyrometer zu erhalten. Da indessen in erster Reihe angestrebt wurde, relative Werte zu erlangen, so dürfte gegen dieses Verfahren nichts einzuwenden sein, während die Absolutwerte der spektralen Temperaturverteilung einer Kontrolle durch Eichung des Pyrometers mit den Filtern am schwarzen Körper bedurft hätten, wenn größere Genauigkeit verlangt worden wäre.

b) Die Temperatur der Becklampe.

Zunächst stellten wir fest, daß die Temperatur der Becklampe tatsächlich von der Energie, und zwar sowohl von der Spannung als auch von der Stromstärke abhängig ist. Fig. 13 zeigt in der oberen Hälfte die Abhängigkeit der Temperatur der positiven Kohle von der Spannung bei gleichbleibender Stromstärke, in der unteren Hälfte die Abhängigkeit der Temperatur von der Stromstärke bei konstanter Spannung. Der Verlauf der Kurven ist etwas verschieden, und zwar liegt dies daran, daß bei Steigerung der Spannung der Querschnitt des Bogens resp. des Kraters sich nicht ändert, während dieser bei Steigerung der Stromstärke etwas wächst und die Überlastung relativ etwas langsamer zunimmt. Man erreichte so immerhin Temperaturen bis 4660° abs. schwarze Temperatur. Dementsprechend ergab sich auch der Verlauf der Flächenhelligkeit (Fig. 14), die bei 170 Amp. und 80 Volt Spannung auf 780 HK/mm² stieg, d. h. das Vierfache der Flächenhelligkeit der normalen Bogenlampe.

Hiernach schien es eine Kleinigkeit, die Belastung noch weiter zu steigern, um zu höheren Flächenhelligkeiten zu gelangen. In Wirklichkeit konnten jedoch nicht einmal die erreichten ausgenutzt werden, und zwar deswegen, weil die gemessenen Werte bei höheren Überlastungen nur unter selten günstigen Umständen erzielt wurden. Bei Belastung über 150 Amp. trat in der Regel eine so starke Verdampfung der Kohle ein, daß eine ungeheuere Rußbildung sowie Unruhe des

Abhängigkeit der absoluten schwarzen Temperatur des pos. Kraters der Becklampe von Spannung und Stromstärke.

Fig. 13.

Abhängigkeit der Flächenhelligkeit des pos. Kraters der Becklampe von Spannung und Stromstärke.

Fig. 14.

Lichtbogens und damit Sinken der Temperatur die Folge war. Allerdings brannte die Lampe

mit höherer Spannung ruhiger; jedoch gebot die zur Verfügung stehende Maschinenspannung eine Grenze, wie auch bei zu hoher Spannung der Lichtbogen zu empfindlich wurde und zum Abreißen neigte.

Praktisch mußten wir uns mit einer Betriebsspannung von etwa 83 Volt und einer Stromstärke von nur 140 Amp. begnügen, was maximal eine schwarze Temperatur von 4550° abs. und eine Flächenhelligkeit von 675 HK/mm² ergab.

Die hohe Belastung und Temperatur der positiven Kohle (als negative wurde die normale verwandt) bedingten einen schnellen Abbrand der Kohle, der 5,00 mm pro Sekunde betrug. Da eine etwa zweistündige Brenndauer verlangt wurde und eine gewisse Sicherheit zugegeben werden mußte, auch ein Kohlenrest im Kopfe zurückblieb, so kam man zu der besonders in Rücksicht auf den geringen Durchmesser stattlichen Kohlenlänge von 110 cm, so daß die Kohle durch ein Loch im Abschlußglas eingeführt werden mußte und bei Beginn des Brandes ein erhebliches Stück herausragte. Naturgemäß machten Fabrikation und Transport dieser Kohlen erhebliche Schwierigkeiten; namentlich die Gleichmäßigkeit der Kohlen und damit die Betriebssicherheit litten bei solcher Länge. Jedoch mußte dies alles zunächst in den Kauf genommen werden.

c) Einfluß der Gasumspülung.

Beck hatte die Gasumspülung (Leuchtgasflamme mit nur schwacher Leuchtwirkung zur Verminderung der Abbrandgeschwindigkeit und zur Kühlung der positiven Kohle neben dem Zweck der Verhinderung des Übergreifens des Lichtbogens eingeführt.[1]) Daß der erste Effekt eintritt, ist ohne weiteres verständlich und wurde durch unsere Messungen bestätigt. Die Abbrandgeschwindigkeit der Kohlen Marke „Blaukreuz" beträgt ohne Gas 5,5 mm pro Minute, mit Gas 5,0 mm pro Minute. Die „Kühlung" einer stark rotglühenden Kohle durch eine noch heißere Leuchtgasflamme aber erschien zunächst paradox. Jedoch belehrten uns die weiteren Messungen, daß es sich tatsächlich so verhält: Das stromführende, rotglühende Ende der positiven Kohle wird durch die Leuchtgasumspülung nicht unerheblich (1000° C. gegen 1100° C.) kälter, was man sich wohl nur durch die durch die Flamme erhöhte Konvektion und Wärmeabfuhr, sowie vielleicht durch die niedrigere Temperatur der die Kohle direkt umspülenden Gasschichten infolge mitgerissener Luft erklären kann.

Diese Abkühlung der Kohle übt nun gleichzeitig einen Einfluß auf die Temperatur des Kraters aus, dessen Flächenhelligkeit mit Gasumspülung um rund 5% niedriger ist als ohne Gas.

[1]) D. R. P. 255314 vom 12. August 1910.

In der Anwendung des Ausdruckes „ohne Gas" scheint ein gewisser Widerspruch zu den früheren Ausführungen zu bestehen. In der Tat brennt die Lampe ohne Gas sehr schlecht und unruhig, so daß nur unter glücklichen Umständen die Messungen ohne Gas ausgeführt werden können. Es kommt vor, daß die Lampe minutenlang nach Abstellen des Leuchtgases ruhig weiterbrennt, um dann plötzlich mit schlechter Kraterbildung, Übergreifen des Lichtbogens, Rußen „umzuschlagen". Das Brennen der Lampe ohne Gas direkt nach dem Zünden dagegen gelingt sehr selten; vorheriges gutes Einbrennen der Lampe mit Gas ist zum Eintritt des eben erwähnten glücklichen Zufalls immer erforderlich.

Weitere Beobachtungen führten nun dazu, außer den aufgeführten Einflüssen der Leuchtgasumspülung (Verminderung des Abbrandes und Kühlung) noch den dritten, für den Beckeffekt ganz wesentlichen Einfluß näher zu erklären. Während es einerseits für die Ruhe des Bogens ungünstig ist, wenn das Leuchtgas in den Bogen gelangt, ist es ebenso ungünstig, wenn die Leuchtgasumspülung allzu weit vom Krater fortrückt. Weiterhin gelingt es leichter, den gaslosen Zustand bei vertikaler Stellung der Lampe, d. h. positive Kohle oben, zu erhalten. In diesem Falle übernehmen offenbar die Bogengase die Wirkung des Leuchtgases. Es wurden daraufhin Versuche mit anderen Gasen gemacht, die folgende Resultate ergaben: Wasserstoff und Azetylen ohne Luftzuführung bewirken eine noch bessere Kraterbildung als Leuchtgas (Azetylen beförderte aber die Rußbildung); beide Gase, als Umspülung angewandt, ergaben Krater von fast dem gleichen Durchmesser wie der der Kohle (16 mm), und gleicher Tiefe, so daß nur papierdünne Wände stehen bleiben. Der Bogen brennt ruhig. Dämpfe von Kohlenwasserstoffen geben den gleichen Effekt. Die Leuchtgasflamme hat mit steigender Luftzuführung bis zum Blaubrennen der Flamme abnehmende Wirkung zur Folge. Schließlich wurden noch nichtreduzierende Gase, wie Stickstoff und Kohlensäure, letztere bei hohen Temperaturen fast als oxydierend anzusehen, benutzt. Auch diese Gase ermöglichen den Beckeffekt, wenn auch in abnehmend günstigem Grade. All dies im Zusammenhang mit dem gaslosen Zustand der Becklampe bei Vertikalstellung führt zu dem Schlusse, daß für das Zustandekommen des Beckeffektes und für Behinderung des Übergreifens des Lichtbogens von wesentlichem Einfluß ist, daß die Oxydation der Kohle in der Nähe des Kraters verhindert wird!

Sämtliche Gase stören den Lichtbogen, wenn sie ihm zu nahe kommen und die aufsteigenden Gasströme den Bogen beunruhigen.

Aus praktischen Gründen blieb es zunächst

beim Leuchtgas, das dem Scheinwerfer in einer Druckbombe mitgegeben wurde, da das bequemer am Orte zu erzeugende (Entwickler) und im übrigen vorzüglich wirkende Azetylen zu starke Rußbildung ergibt.

e) Einfluß der Stellung der Kohlen zueinander und der Bogenbildung.

Normalerweise stehen bei hochamperigen Scheinwerferbogenlampen die Kohlen zentral, d. h. in der Achse des Spiegels (Horizontallampe). Um den Lichtbogen zu beruhigen, zu konzentrieren und herunterzudrücken und so den Einfluß der aufsteigenden heißen Gase zu kompensieren, wird um den Bogen ein Magnetfeld erzeugt, indem man über die positive Kohle ein nach oben offenes Hufeisen aus Weicheisen schiebt, das durch den Bogenlampenstrom magnetisch wird. Anders bei der Becklampe. Bei dieser ist der „Beruhigungsmagnet" schädlich, da er die Ruhe des Bogens stört.

Andererseits ist auch die Zentralstellung der Kohlen zueinander ungünstig. Wir haben gesehen, daß die Lampe mit höherer Spannung besser und ruhiger brennt. Nun muß an und für sich die Spannung der Bogenlampe höher sein als unter normalen Umständen, und diese höhere Spannung hängt mit der Bogenbildung zusammen und ist gleichfalls von Bedeutung für die Becklampe.

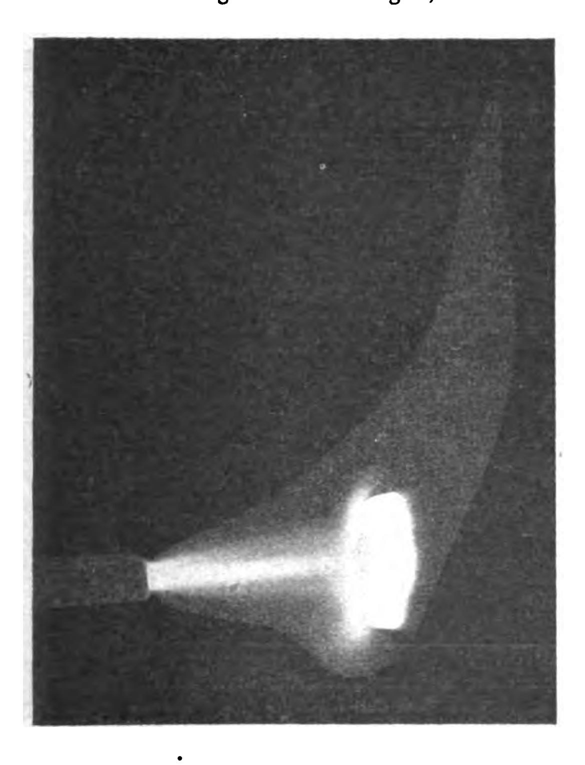


Fig. 15. Normaler Lichtbogen, 150 Amp. 76 Volt.

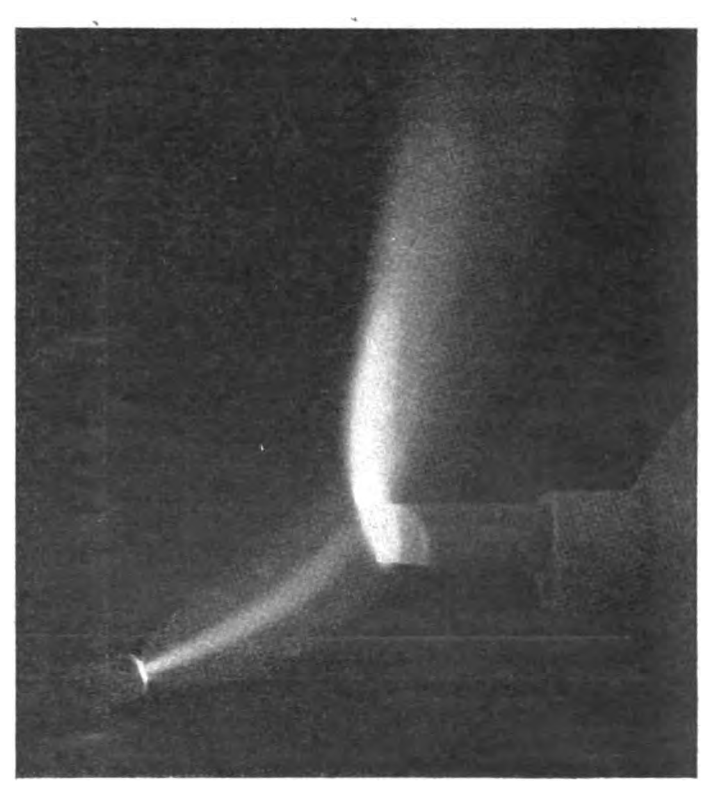


Fig. 16. Becklichtbogen, 150 Amp. 80 Volt.

Man unterscheidet im Lichtbogen die positive und die negative Flamme.[1]) Beim normalen Lichtbogen großer Stromstärke macht die negative Flamme den Eindruck eines von der negativen Kohle ausgehenden Strahlenbündels, das, in der Nähe des Kraters angelangt, die positive Flamme zur Seite drückt und den Krater umhüllt (siehe Fig. 15). Diesen Zustand kann man bei der Becklampe auch erzeugen, indem man sie mit niedriger Spannung (45—55 Volt) betreibt; aber damit gehen die Ruhe des Bogens und vor allen Dingen die erhöhte Flächenhelligkeit verloren. Bei Steigerung der Spannung schlägt dann der Bogen plötzlich um, die Stromstärke sinkt, die Spannung steigt um 15 bis 30 Volt, und der Lichtbogen bietet plötzlich ein ganz anderes Aussehen: die positive Flamme drückt die negative zurück, so daß beide schon ein beträchtliches Stück *vor* dem Krater aufsteigen. In diesem Falle ist die Flächenhelligkeit groß, der Brand der Lampe ruhig (siehe Fig. 16).

Diese von H. Beck[2]) als Zustand 2 bezeichnete Art des Lichtbogens steht also zu der mit Zustand 1 bezeichneten mit niedrigerer Spannung in demselben Verhältnis, wie der letztere zum

[1]) Siehe z. B. W. B. v. Czudnochowski, Das elektrische Bogenlicht. § 353, Fig. 121. Leipzig 1906, Verlag von S. Hirzel.

[2]) D. R. P. 274110 vom 29. Mai 1912.

zischenden Lichtbogen mit noch niedrigerer Spannung. Der Zustand I der Becklampe ist gleichzeitig infolge Einhüllens der positiven Kohle durch die Flammengase des Bogens durch geringeren Abbrand der positiven Kohle charakterisiert.

Man hat den Eindruck, als ob die Flamme von der negativen Kohle mit großer Geschwindigkeit (negativer Strahl) ausgeht, was durch die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen im elektrischen Feld gegeben sein dürfte. Ist nun der Gegendruck der positiven Flamme nicht groß genug, die negative Flamme zurückzudrängen, so tritt der ungünstige Zustand I ein. Die Bedingungen für das Zurückdrängen der negativen Flamme durch die positive sind nun: starke Dampfentwicklung bzw. hoher Dampfdruck, also große Überlastung; hoher Anodenfall, also hohe Spannung, und schließlich günstige Stellung der Kohlen zueinander.

Wie die ersten beiden Bedingungen zu erfüllen sind, ist ohne weiteres klar. Für die Erfüllung der dritten Bedingung, die beste Kohlenstellung, wurde von Beck als günstig angegeben, wenn die negative Kohle etwas tiefer steht als die positive. Durch diese Stellung wird der Auftrieb des Lichtbogens kompensiert, so daß der negative Strahl auf die Mitte des positiven Kraters trifft.

Durch weitere Versuche wurde festgestellt, daß diese Wirkung noch besser erzielt wird, wenn die negative Kohle schräg gegen die positive bei gleichzeitiger Tieferstellung steht. Als günstigster Winkel wurde eine Abweichung der negativen Kohle von $20-25^0$ gegen die Achse gefunden. Durch diese Stellung wird der Auftrieb des Lichtbogens vollkommen kompensiert, die Ausbildung des negativen Strahls begünstigt und seine Führung gegen die Mitte des Kraters gesichert, wo er auf den Dampfstrahl der Anode trifft und zurückgedrängt wird, wenn die richtigen Strom- und Spannungsverhältnisse vorliegen und genügende Dampfbildung (Kohle- und Metalldampf) gewährleistet ist.

Als günstigste Bogenlänge wurde bei 140 Amp. eine solche von nicht unter 40 mm gefunden, während bei kleiner Bogenlänge die Spannung und Flächenhelligkeit sinkt und Rußbildung einsetzt.

f) Wesen der Becklampe.

Im übrigen zeigte das weitere Studium der Becklampe, daß man es hier nicht mit einer eigentlichen Flächenhelligkeit zu tun hat. Bei näherer Betrachtung zeigt sich, daß vor dem weißglühenden Kraterboden, größtenteils im Krater, aber auch noch teilweise außerhalb, sich hellleuchtende Dämpfe befinden, die zu dem kontinuierlichen Licht des Kraters, der übrigens bei seiner tiefen Form wohl ziemlich stark „geschwärzt" sein dürfte, ihr Linienspektrum liefern. Während kaum zu erwarten ist, daß die Temperatur des Kraters, abgesehen von der Schwärzung, wesentlich gesteigert ist, hängt natürlich der Leuchteffekt der Dampfsäule im Krater und vor der Kohle von der Stromdichte ab und muß mit steigender Stromstärke wachsen, solange der Krater die Querschnittsänderung der Dampfsäule hindert. (Stromeffekt.) Wir haben es also mit einer Kombination einer Kohlenbogenlampe und einer Metalldampflampe zu tun, nur mit dem Unterschied, daß das Leuchten des Metalldampfes im wesentlichen auf eine kurze Strecke im, bzw. vor dem Krater beschränkt bleibt. Demgemäß haben wir es auch mit der Kombination einer Flächenhelligkeit mit einer Volumenhelligkeit, in summa einer schein-

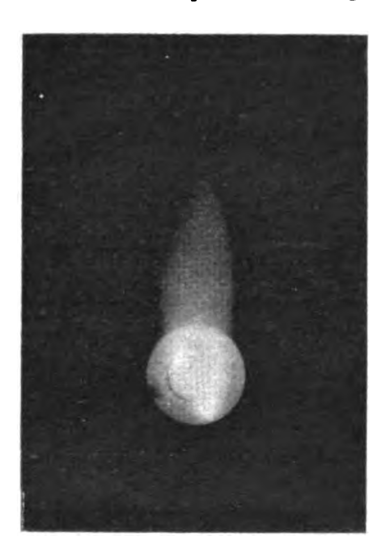


Fig. 17. Aufsicht auf den pos. Krater der Becklampe.

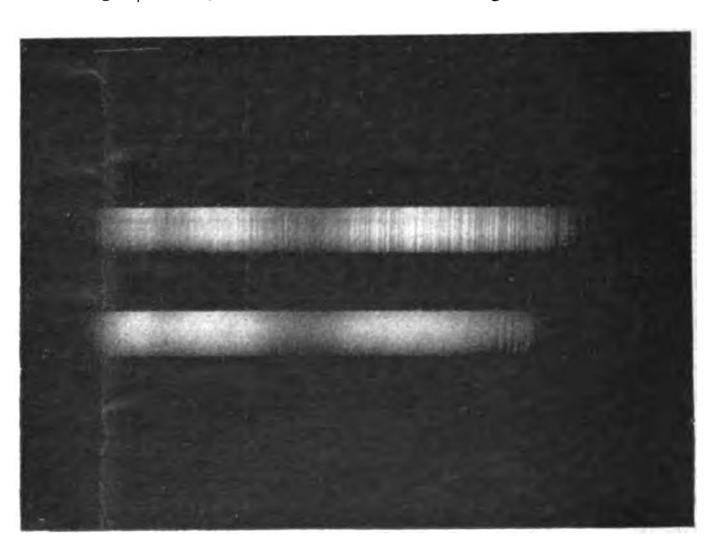


Fig. 18. Sichtbares Spektrum der Becklampe und der normalen Bogenlampe in Aufsicht auf den Krater.

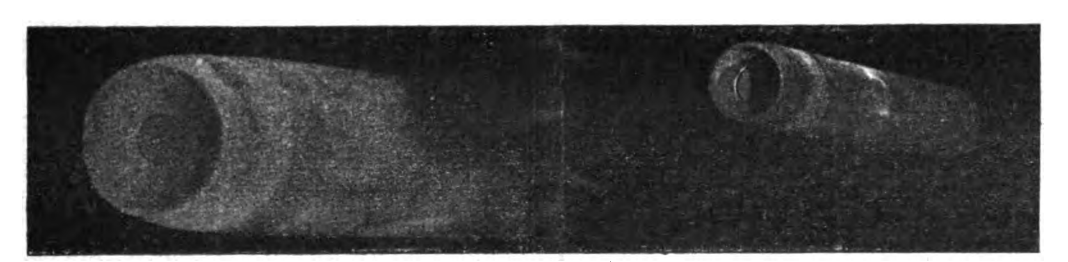
baren Flächenhelligkeit je nach der Schaurichtung zu tun. Jedoch tritt das Licht des Kraters hinter dem des Metalldampfes ganz bedeutend zurück. Bei Betrachtung des projizierten Bildes der positiven Kohle hat man den Eindruck, als ob aus dem Kraterboden, sogar aus einzelnen Ansatzstellen des Dochtes, intensiv weiß leuchtende Wolken hervorsprudeln, die in oder vor dem Krater herumwirbeln.

Durch Verhinderung des „Übergreifens" des Lichtbogens durch die Dochtverdampfung und die tiefe Krateraushöhlung (daß die Dochtverdampfung hierbei auch eine wesentliche Rolle spielt, lehrten Versuche mit gewöhnlichen Dochtkohlen), sowie durch die Leuchtgasumspülung ist es andererseits möglich, auf eine kurze Strecke den Anodenfall stark anormal zu machen und bedeutend zu erhöhen und damit wiederum das Leuchten des Metalldampfes wesentlich zu steigern (Spannungseffekt).

Fig. 17 gibt die Ansicht des Lichtbogens in Aufsicht auf den Krater, Fig. 16 in Seitenansicht. Die ganz andere Artung dieses Lichtbogens gegenüber dem normalen Lichtbogen veranschaulicht Fig. 15, in der von einem leuchtenden Dampf trotz des flachen Kraters fast nichts zu sehen ist, während der überwiegende Teil des Lichtbogens, der sogenannte „negative Strahl" in beiden Lichtbogen gleich ist.

Schließlich gibt Fig. 18 das Spektrum des normalen Kraters resp. des Kraters der Becklampe in Aufsicht auf den positiven Krater wieder; im ersten Falle ein kontinuierliches Spektrum (die dunkleren Stellen, die sich in beiden Spektren herausheben, sind die Minima der Plattenempfindlichkeit), im zweiten Falle ein intensives linienreiches diskontinuierliches Spektrum über einem schwachen kontinuierlichen Grund. Die Spektren sind übrigens nicht mit gleicher Belichtungszeit aufgenommen, um sie beide recht kräftig erscheinen zu lassen und die Verschiedenheit besser hervorzuheben.

Der Unterschied im Wesen des normalen resp. des Beckbogens wird noch besonders instruktiv durch die Fig. 19 gekennzeichnet, die die Kraterbildung zweier gleich belasteter Kohlen, einer normalen und einer Beckkohle Marke „Blaukreuz", zeigt; im ersten Falle eine dicke Kohle mit breitem flachen Krater, dessen Durchmesser etwa zwei Drittel des Kohlendurchmessers ist, im zweiten Falle ein tiefer abgestumpft konischer Krater, dessen oberer Durchmesser fast dem Kohlendurchmesser gleichkommt und dessen unterer Durchmesser gleich dem Dochtdurchmesser ist. Es ist so ohne weiteres verständlich, daß in einem solchen Krater resp. in der im Krater befindlichen Dampfsäule ein hoher Anodenfall sich einstellt, der den höheren Leuchteffekt dieser Kohle erklärt. Man beachte übrigens auch die Dochtdurchmesser im Verhältnis zu den Kohlendurchmessern.



Normale Kohle; Durchm. 36,5 mm, 76 Volt, 150 Amp. — Fig. 19. — Beckkohle Marke Blaukreuz; Durchm. 16 mm, 80 Volt, 140 Amp.

7. Die Weiterentwicklung der Becklampe.

(Goerzlampe System Beck.[1])

Durch die vorstehend geschilderten Untersuchungen wurde ein genaues Bild von dem Wesen und der Entwicklungsmöglichkeit der Becklampe soweit erhalten, daß man mit einiger Aussicht auf Erfolg an die dringlichsten Aufgaben treten konnte. Für die Praxis waren am dringlichsten: Fortlassen des Leuchtgases, Verminderung des Kohlenabbrandes, größere Sicherheit der Betriebsverhältnisse, die militärischerseits gewünschte Steigerung der Rothelligkeit, und schließlich als Endziel noch weitere Steigerung der Überlastbarkeit und der Flächenhelligkeit. Ein Teil der Aufgaben war miteinander eng verknüpft, die Lösung der einen brachte gleichzeitig der Lösung der anderen näher, wie wir noch im folgenden sehen werden.

a) Weitere Steigerung der Flächenhelligkeit.

Es war für den Physiker eigentlich selbstverständlich, zuerst an die wichtigste und physikalisch interessanteste Aufgabe zu gehen. Die Versuche hatten gezeigt, daß die Flächenhelligkeit eine

[1]) Um die weiterentwickelte Becklampe bequem von der alten, von Beck übernommenen Lampe zu unterscheiden, soll die erstere „Goerzlampe, System Beck", abgekürzt: „Goerz-Beck-Lampe" (G.-B.-Lampe) genannt werden.
Der Verfasser.

Funktion der Energiezufuhr ist, so daß Mittel und Wege gefunden werden mußten, die Überlastbarkeit der Kohlen zu steigern. Ich ging dabei von dem Gedanken aus, daß bei der rapiden Verdampfung der Kohle in der hoch überlasteten Bogenlampe nicht genügend Sauerstoff in den Lichtbogen eintreten kann, um die Kohle zu verbrennen, so daß bei der Abkühlung außerhalb des

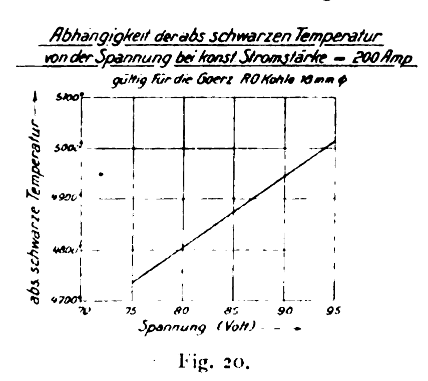


Fig. 20.

Lichtbogens der Kohlendampf zu Ruß kondensiert; man muß daher auf einem Umwege für Sauerstoffzufuhr im Lichtbogen sorgen; dies sollte dadurch geschehen, daß anstelle der bislang verwandten Metallfluoride Metalloxyde der Kohle zugesetzt wurden. Hiermit verfolgte ich gleichzeitig den weiteren Zweck, möglichst schwer

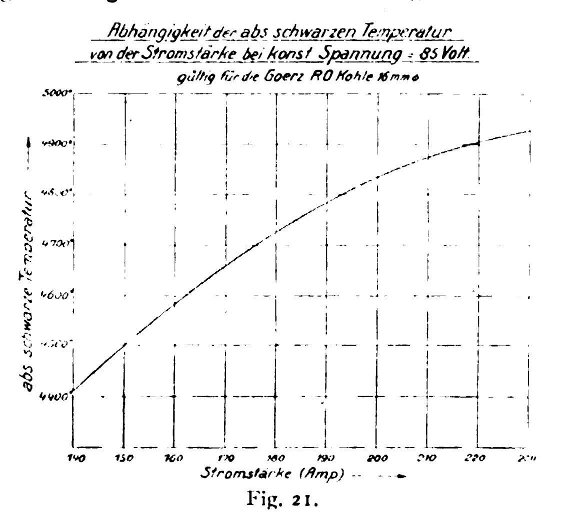


Fig. 21.

verdampfbare Salze zu verwenden, um die Metalldämpfe möglichst nahe an dem Krater und möglichst dicht zu halten. Je schwerer die Salze verdampfbar sind, um so weniger leicht können sie in den ganzen Lichtbogen diffundieren. Allerdings stand der Verwendung von Metalloxyden die Erfahrung entgegen, daß bei normal belasteten Effektkohlen Fluoride einen besser und ruhiger brennenden Lichtbogen ergeben; jedoch: Probieren geht über Studieren!

Der Erfolg war ein ganz überraschender. Zunächst zeigte sich, daß bei der hoch überlasteten Bogenlampe die Art des Salzes für die Ruhe des Lichtbogens an und für sich nur eine ganz unter-

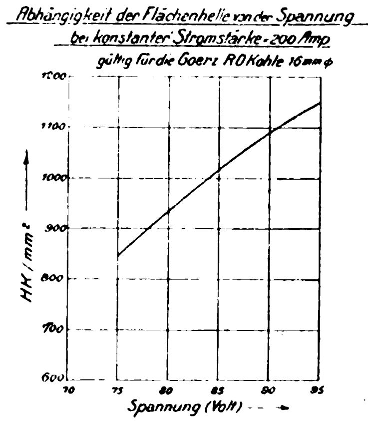


Fig. 22.

geordnete Rolle spielt. Im übrigen aber erwiesen sich die oben skizzierten Gedankengänge als vollkommen richtig: Die Verwendung der Oxyde der gleichen Metalle hat wegen ihrer schwereren Verdampfbarkeit eine kleine Verminderung der Flächenhelligkeit bei gleicher Belastung zur Folge, ermöglicht aber gleichzeitig, die Überlastbarkeit und

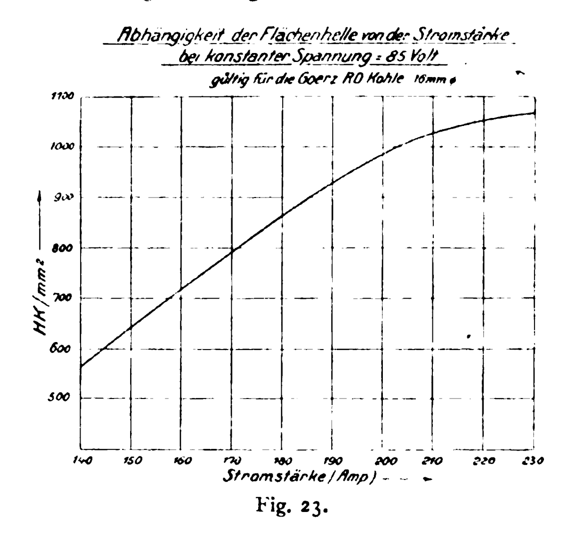


Fig. 23.

damit die Flächenhelligkeit ganz wesentlich zu steigern.

Während die alten Kohlen sicheren, rußfreien Betrieb allenfalls bis 150 Amp. gestatten, ist dies mit den neuen Kohlen[1]) (Marke RO und RDO) bis

[1]) Bei den Kohleversuchen wurden wir von der Firma C. Conradty in Nürnberg in der entgegenkommendsten Weise und trotz der Langwierigkeit der Versuche unermüdlich unterstützt, wofür ihr auch an dieser Stelle gedankt sei. Der Verfasser.

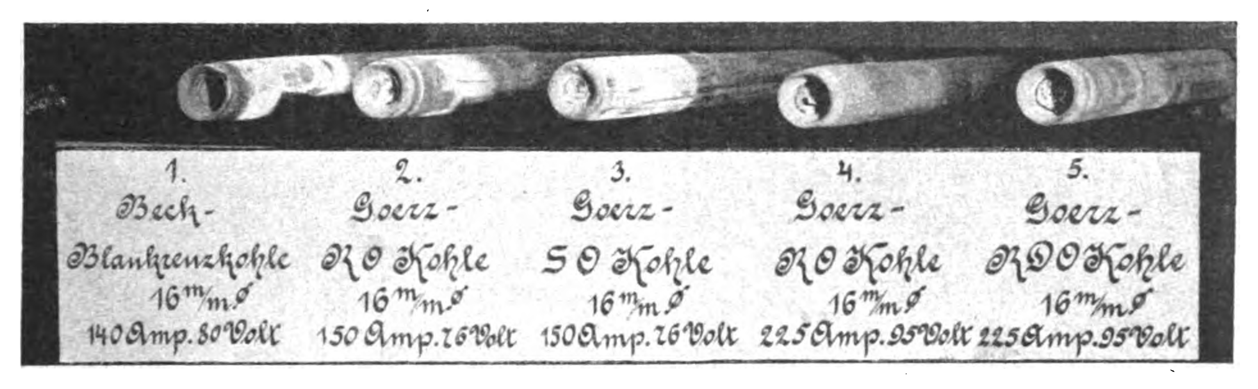


Fig. 24.

225 Amp. glatt möglich. Unter besonders günstigen Umständen kam man mit den alten Kohlen bis 170 Amp., mit den neuen bis 250 Amp. Dabei ist an und für sich bei gleicher und erheblich höherer Belastung (150 bis 200 Amp.) die Rauchentwicklung der neuen Kohle ganz wesentlich geringer als bei den alten, was für die Verwendung der Lampe im Scheinwerfer in Rücksicht auf das Beschlagen der Glasteile (Spiegel, Abschlußglas) und schließlich auch der Gehäuseteile von großer Bedeutung ist.

Welche Steigerung der Temperatur und der Flächenhelligkeit diese erhöhte Belastbarkeit ergibt, zeigen Figg. 20, 21, 22 u. 23. Im günstigsten Falle, d. h. bei gleichzeitiger günstigster Einstellung von Stromstärke und Spannung, wurde eine Flächenhelligkeit von 1260 HK/mm², entsprechend einer absoluten schwarzen Temperatur von 5110° abs., erreicht, das ist die siebenfache Flächenhelligkeit der normalen Bogenlampe und mehr als das Doppelte der Flächenhelligkeit der alten Becklampe.

Dabei ist überaus auffällig, daß diese neuen Kohlen bei mittelhohen Überlastungen keinen tiefen, sondern einen relativ flachen Krater bilden, und daß trotzdem die Metalldämpfe und der Bogenquerschnitt genügend zusammen gehalten werden. Der Schluß auf den Einfluß der schwerer verdampfbaren Salze ist damit gerechtfertigt, derart, daß dieser Einfluß sogar die geringere „Schwärzung" des Kraters überkompensiert. Es verdient hervorgehoben zu werden, daß der flache Krater bzw. der strahlende Metalldampf von geringerer Tiefenausdehnung scheinwerfertechnisch günstiger ist. Sehr instruktiv ist ein Vergleich der Kraterbildung der verschiedenen Kohlen bei verschiedener Belastung (Fig. 24). Sämtliche Kohlen sind ohne Gasumspülung (siehe dieses Kapitel d) gebrannt. Dabei tritt der prägnante Unterschied zwischen dem tiefen Krater der alten Beckkohle Marke Blaukreuz und dem flachen Krater der Kohlen Marke RO und SO (siehe dieses Kapitel Abschnitt d) hervor, der bei der letzteren Kohle ganz besonders flach und ohne die scharfen Ränder der anderen Kohlen ausgebildet ist. Bei der Kohle RO erkennt man ferner die für diese Kohle typischen Flecke der Metallsalze auch neben dem Docht. (Fortsetzung folgt.)

Über den Zusammenhang der absoluten Zähigkeit eines Schmiermittels mit der Temperatur.

Von L. Gümbel.

Die neueren Untersuchungen über das Problem der Schmierung[1]) haben die Bedeutung klargelegt, welche der Kenntnis der absoluten Zähigkeit η eines Schmiermittels in Abhängigkeit von der Temperatur zukommt. Die absolute Zähigkeit η ist definiert als die Kraft, welche sich der Verschiebung zweier paralleler Flächen von 1 m² Inhalt im gegenseitigen Abstand von 1 m bei einer relativen Verschiebungsgeschwindigkeit von 1 m/sec entgegensetzt, besitzt hiernach in technischen Maßeinheiten die Dimension $\frac{\text{kg sec}}{\text{m}^2}$. Für die Bestimmung von η ist man auf den Versuch angewiesen. Da alle Versuche bei tropfbaren Flüssigkeiten das gleiche Bild starken Abfalles der Zähigkeit mit der Temperatur ergeben, liegt der Gedanke nahe, durch eine passend gewählte Interpolationsformel den Verlauf der Zähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur aus einer beschränkten Anzahl von Versuchspunkten festzulegen.

Es liegen mehrere solcher Interpolationsformeln vor, welche sich in erster Linie durch die Zahl der erforderlichen Bestimmungsstücke unterscheiden. Zur Festlegung einer stetigen Kurve von gleichem Vorzeichen der Krümmung sollten zum wenigsten drei Punkte der Kurve bekannt sein, d. h. zur Festlegung des Verlaufes der Zähigkeit in Ab-

[1]) L. Ubbelohde, Zur Theorie der Reibung geschmierter Maschinenteile. Zeitschrift Petroleum 1913. — Gümbel, Das Problem der Lagerreibung. Monatsblätter des Berliner Bezirksvereins deutscher Ing. 1914. usw.

hängigkeit von der Temperatur sollte die Zähigkeit bei mindestens drei Temperaturen gemessen vorliegen. Die im allgemeinen benutzten Formeln entsprechen dieser Forderung. In letzter Zeit hat Oelschläger[1]) eine Interpolationsformel vorgeschlagen, welche gestatten soll, für Schmieröle aus nur einem einzigen Meßpunkt die Zähigkeit innerhalb 20 bis 100° C. abzuleiten. Wir werden weiter unten auf diese Formel zurückkommen.

Die älteste Interpolationsformel dürfte die von Poisseuille sein:

$$\eta = \frac{1}{a + b\,\Theta + c\,\Theta^2}. \qquad (1)$$

Weiter hat Slotte[2]) zwei Formeln angegeben:

$$\eta = \frac{c}{a + \Theta} - b, \qquad (2)$$

welche sich auch in der Form

$$\eta = \frac{a\,(b - \Theta)}{(\Theta - c)} \qquad (3)$$

schreiben läßt, und

$$\eta = \frac{1}{(a + b\,\Theta)^c}\ ^{3)}. \qquad (4)$$

a, b und c haben natürlich in jeder der Gleichungen (1) bis (4) verschiedene numerische Werte.

Neben diesen Formeln, welche die Kenntnis von drei Versuchspunkten voraussetzen, sind noch Formeln für vier Versuchspunkte aufgestellt werden, welche aber für die vorliegende Aufgabe nicht von Bedeutung sein dürften.

Es sei zunächst unsere Aufgabe, den Wert der Formeln (1) bis (4) zur Darstellung des Zusammenhangs zwischen absoluter Zähigkeit und Temperatur eines Schmiermittels kritisch zu beleuchten. Zu dem Zweck berechnen wir den aus drei Meßpunkten für diese Formeln sich ergebenden Verlauf der Zähigkeitskurve. Für ein Lageröl der Deutzer Gasmotorenwerke liegen z. B. die folgenden Meßpunkte vor:

$$\Theta = 20^0 \quad 1/\eta = 39{,}24$$
$$= 50^0 \quad = 230{,}60$$
$$= 80^0 \quad = 770{,}00$$

1. Poisseuille: $\eta = \frac{1}{a + b\,\Theta + c\,\Theta^2}$. (1)

Den drei Versuchspunkten entsprechen

$$a = 105,$$
$$b = -7{,}155$$
$$c = 0{,}1934$$

Damit berechnet sich Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1.

Θ	$1/\eta$ berechnet	$1/\eta$ gemessen
0	105	—
10	52,8	—
18,5	38,9	—
20	**39,2**	34,2
30	64,4	71,1
40	128,4	131,3
50	**230,6**	222,9
60	372,3	360,6
80	**770,0**	—
100	1323,5	1325,0
130	2445,0	2612,0
140	2895,0	—
160	3911,0	4186,0
180	5083,0	—
200	6424,0	6712,0
220	7894,0	

In Zahlentafel 1 sind ferner vergleichsweise die gemessenen Werte eines Lageröles (nach Engler und Höfer)[1]) eingetragen, dessen Zähigkeitsverlauf im ganzen dem berechneten entspricht.

Aus Zahlentafel 1 erkennt man, daß nach der Poisseuilleschen Interpolationsformel η einen Höchstwert für $\Theta = -\frac{b}{2c} = \frac{7{,}155}{0{,}3868} = 18{,}5^0$ besitzt; ferner, daß sich mit wachsendem Θ η asymptotisch dem Nullwert nähert. Daraus folgt, daß die Poisseuillesche Formel nur für Werte, welche oberhab der dem Höchstwert von η entsprechenden Temperatur liegen, als Interpolationsformel benutzt werden darf. Hierauf muß z. B. bei Zylinderschmierölen, bei denen dieser Höchstwert nach der Pouisseuilleschen Formel bei etwa 40° liegt, geachtet werden. Unterhalb dieser Temperatur gemessene Zähigkeitszahlen dürfen nicht in den Bereich dieser Interpolationsformel gezogen werden.

2. Slotte: $\eta = \frac{c}{a + \Theta} - b$. (2)

Den drei Versuchspunkten entsprechen:

$$a = -9{,}93$$
$$b = 0{,}0028$$
$$c = 0{,}2848$$

Damit berechnet sich Zahlentafel 2.

Die Gleichung paßt sich den tatsächlichen Verhältnissen sehr schlecht an. Sie führt einerseits zu dem Ergebnis, daß das Öl bei $+9{,}93$ bereits fest wird, anderseits bei $111{,}63^0$ die Zähigkeit $\eta = 0$ besitzt.

3. Slotte: $\eta = \frac{1}{(a + b\,\Theta)^c}$. (4)

[1]) Oelschläger, Die Zähigkeit von Ölen. Zeitschr. d. V. d. Ing. 1918.

[2]) K. F. Slotte, Wied. Ann. 1881.

[3]) K. F. Slotte, Öfvers. Finska Vet. Förhandl. 1890; nach Winkelmann, Handbuch der Physik.

[1]) Engler und Höfer, Das Erdöl. Leipzig 1909.

Zahlentafel 2.

Θ	$1/\eta$ berechnet	$1/\eta$ gemessen
0	negativ	—
9,93	0	—
10	0,246	—
20	39,2	24,2
30	87,8	71,1
40	149,3	131,3
50	230,6	222,9
60	345,0	360,6
80	770,0	—
100	2780,0	1325,0
111,63	∞	—
130	—	2612,0

Den drei Versuchspunkten entsprechen:

$$a = 1{,}58$$
$$b = 0{,}051$$
$$c = 3{,}84$$

Damit berechnet sich Zahlentafel 3.

Zahlentafel 3.

Θ	$1/\eta$ berechnet	$1/\eta$ gemessen
−31	0	—
0	5,79	—
10	17,00	—
20	39,26	34,2
30	77,8	71,1
40	139,0	131,3
50	230,6	222,9
60	362,0	360,6
80	770,0	—
100	1472,0	1325,0
130	3240,0	2612,0
140	4074,0	—
160	6230,0	4186,0
180	9120,0	—
200	12940,0	6712,0
220	17780,0	—

Hiernach wird das Öl bei -31^0 fest; die Zähigkeit nähert sich mit steigender Temperatur asymptotisch dem Wert $\eta = 0$.

Vergleicht man Zahlentafel 3 mit Zahlentafel 1, so scheint sich die Poisseuillesche Formel den gemessenen Werten — auch außerhalb des Meßbereichs — besser anzupassen, als die Formel von Slotte.

Die eingangs erwähnte Formel von Oelschläger stellt eine Vereinfachung der Slotteschen Formel dar. Schreiben wir in

$$\eta = \frac{1}{(a + b\,\Theta)^c}$$

$a = 0$, so geht die Formel über in

$$\eta = \frac{1}{(b\,\Theta)^c}. \qquad (5)$$

Hierzu sind wir aber nur berechtigt, wenn a klein gegenüber $b\,\Theta$ ist. Aus unserem numerischen Beispiel mit $a = 1{,}58$ und $b = 0{,}051$ erkennen wir aber, daß dies in den von Oelschläger angegebenen Temperaturgrenzen von 20 bis 100^0 durchaus nicht der Fall ist. Die Weglassung von a, welche Oelschläger vornimmt, erscheint hiernach als eine willkürliche Maßnahme.

Oelschläger geht aber noch einen Schritt weiter, indem er Gleich. (5) in der Form schreibt:

$$\eta = \sigma \cdot 0{,}000\,182 \left(\frac{\Theta_1}{\Theta}\right)^c, \qquad (6)$$

wo σ das spezifische Gewicht des Öles bei der Temperatur Θ ist, und Θ_1 für Mineralöle $= 185^0$ setzt. Damit erscheint in der Interpolationsformel nur ein einziges Bestimmungsstück c, zu dessen Ermittlung die Kenntnis nur eines einzigen Versuchspunktes erforderlich ist.

In dieser zweiten Beschränkung der Bestimmungsstücke durch die Annahme $\Theta_1 = 185^0$ liegt eine weitere Willkür, deren Unzulässigkeit aus der Bemerkung Oelschlägers folgt, daß für dicke Öle Θ_1 mit 220 bis 280^0 C. gemessen worden ist.

Meines Erachtens liegt auch gar kein Grund vor, die Slottesche Formel mit ihren drei Bestimmungsstücken durch eine Formel mit zwei willkürlichen, im allgemeinen unrichtigen Annahmen und einem Bestimmungsstück zu ersetzen. Der Wegfall von zwei Versuchen, die bei entsprechender Einrichtung unschwer durchzuführen sind, kann diese Maßnahme keinesfalls rechtfertigen.

Zweckmäßiger noch als die Slottesche Formel Gleichung (4) ist, wie wir oben gesehen haben, die Poisseuillesche Interpolationsformel, Gleichung (1):

$$\eta = \frac{1}{a + b\,\Theta + c\,\Theta^2} \qquad (1)$$

oder, wenn wir an Stelle der Zähigkeit den reziproken Wert, die Fluidität $1/\eta$, setzen:

$$1/\eta = a + b\,\Theta + c\,\Theta^2. \qquad (7)$$

Diese Gleichung läßt sich nun in einfacher Weise so umformen, daß ihre drei Bestimmungsstücke anschauliche Bedeutung gewinnen.

Wir schreiben:

$$\frac{1}{\eta} = \left(\frac{1}{\eta}\right)\min + c\,(\Theta - \Theta_{\min})^2, \qquad (8)$$

wo

$$\left(\frac{1}{\eta}\right)\min = a - \frac{b^2}{4\,c},$$

$$\Theta_{\min} = -\frac{b}{2\,c}.$$

Statt der drei Bestimmungsstücke a, b, c der Gleichung (7) erhalten wir die drei Bestimmungsstücke $\left(\frac{1}{\eta}\right)\min$, $\Theta_{\min}$ und c. $\left(\frac{1}{\eta}\right)\min$ ist der

Zahlentafel 4.

	Engler und Höfer, Mineralöle									Stahl und Eisen, März 1919					
	Spindelöl			Lageröl			Zylinderöl			Teeröl			Rüböl	Olivenöl	Wasser
	Nr. 2	3	4	5	6	7	8	9	10	I	IV	VII			
$\left(\frac{1}{\eta}\right)_{min}$	94,20	85,20	60,10	29,40	31,10	47,30	42,80	25,30	40,00	0	0	0	3,70	16,30	−1560,00
Θ_{min}	−7,92	6,89	11,62	19,53	19,72	26,30	36,80	44,95	55,00	−15,80	1,10	11,95	−13,85	−81,40	−76,30
c	0,282	0,250	0,214	0,184	0,205	0,153	0,123	0,113	0,089	0,252	0,265	0,262	0,085	0,0025	1,214

kleinste Wert der Fluidität; derselbe wird bei der Temperatur Θ_{min} beobachtet. Θ_{min} kennzeichnet die untere Temperaturgrenze, bis zu welcher die Poisseuillesche Interpolationsformel Gültigkeit besitzt.

Die Fluidität nimmt quadratisch mit dem Temperaturabstand von Θ_{min} zu. Der Beiwert c kennzeichnet den mehr oder minder starken Anstieg der Fluidität mit der Temperatur.

In Zahlentafel 4 sind die Werte $\left(\frac{1}{\eta}\right)$min, Θ_{min} und c für verschiedene als Schmierstoffe in Frage kommende Flüssigkeiten niedergelegt. Die Zahlentafel lehrt, daß

1. die Größe von $\left(\frac{1}{\eta}\right)$min verhältnismäßig klein ist und im allgemeinen bereits bei normalen Betriebstemperaturen gegenüber dem zweiten Glied $c\,(\Theta - \Theta_{min})^2$ ohne großen Fehler vernachlässigt werden darf;
2. die Temperatur Θ_{min} im allgemeinen entsprechend dem Charakter der Flüssigkeit sich ändert, und zwar so, daß Θ_{min} um so größer wird, je dickflüssiger das Schmiermittel ist;
3. in dem Beiwert c eine außerordentlich wichtige Größe zur Beurteilung einer Flüssigkeit als Schmiermittel gewonnen ist. Je kleiner c ist, als ein desto besseres Schmiermittel kann eine Flüssigkeit angesprochen werden, entsprechend dem früher[1]) ausgesprochenen Satz, daß eine Flüssigkeit um so besser als Schmiermittel geeignet ist, je geringer die Veränderlichkeit der absoluten Zähigkeitszahl mit der Temperatur ist. Olivenöl mit $c = 0{,}0025$ erscheint hiernach als günstigstes Schmiermittel gegenüber Wasser als schlechtestem mit $c = 1{,}214$. Teeröl reiht sich mit $c = 0{,}252$ bis 0,265 in die Klasse der Spindelöle mit $c = 0{,}214$ bis 0,282.

Neben der Zahl c behält natürlich die absolute Größe der Zähigkeit bei der Beurteilung der Brauchbarkeit einer Flüssigkeit als Schmiermittel in einem vorliegenden Fall ihre Bedeutung.

Durch die Umformung der Pousseuilleschen Gleichung (1) in die Form der Gleichung (8) sind an Stelle von drei lediglich mathematische Bedeutung besitzenden Bestimmungsstücken drei Bestimmungsstücke von bestimmter physikalischer Bedeutung getreten, deren Erforschung mir von einer gewissen Bedeutung für das Schmierungsproblem zu sein scheint. Insbesondere dürfte zu untersuchen sein, in welchem Zusammenhang die Temperatur Θ_{min} bei Ölen mit der Erstarrungstemperatur steht, und welches der Verlauf der Zähigkeit unterhalb der Temperatur Θ_{min} ist.

Zuletzt mögen noch einige Worte über die Ermittelung der Werte $\left(\frac{1}{\eta}\right)$min und Θ_{min} aus vorliegenden Messungen gesagt werden.

Liegen für ein bestimmtes Schmiermittel die Meßpunkte $\left(\frac{1}{\eta}\right)_1$, $\left(\frac{1}{\eta}\right)_2$ usw. zu den Temperaturen Θ_1, Θ_2 usw. gehörig vor, so bilde man die Werte

$$\frac{\Delta \frac{1}{\eta}}{\Delta \Theta} = \frac{\left(\frac{1}{\eta}\right)_2 - \left(\frac{1}{\eta}\right)_1}{\Theta_3 - \Theta_2}, \quad \frac{\left(\frac{1}{\eta}\right)_3 - \left(\frac{1}{\eta}\right)_2}{\Theta_2 - \Theta_1} \quad \text{usw.}$$

und trage dieselben beziehlich über

$$\Theta_m = \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2}, \quad \frac{\Theta_2 + \Theta_3}{2} \quad \text{usw.}$$

auf. Durch die so gefundenen Punkte lege man bestmöglichst eine Gerade, aus deren Neigung sich entsprechend

$$\frac{d\frac{1}{\eta}}{d\Theta} = b + 2c\Theta$$

das Bestimmungsstück c und aus deren Schnitt mit der Abszissenachse sich der Wert Θ_{min} unmittelbar finden lassen. Das zugehörige $\left(\frac{1}{\eta}\right)$min

[1]) Das Problem der Lagerreibung. 1914.

Zahlentafel 5.

Θ	$1/\eta$ gemessen	$\Delta \frac{1}{\eta}$	$\Delta\Theta$	$\frac{\Delta \frac{1}{\eta}}{\Delta\Theta}$	Θ_{mittel}	$0{,}215\,(\Theta - 23)^2$	$1/\eta$ entsprechend $65 + 0{,}215\,(\Theta - 23)^2$
20	34,2					Fällt aus, da $\Theta < \Theta_{min}$	
		36,9	10	3,69	25		
30	71,1					10,5	75,5
		60,2	10	6,02	35		
40	131,3					62,2	127,2
		91,6	10	9,16	45		
50	222,9					157,0	222,0
		136,7	10	13,67	55		
60	360,6					294,5	359,5
		965,4	40	24,14	80		
100	1325,0					1273,0	1338,0
		1287,0	30	42,90	115		
130	2612,0					2460,0	2525,0
		1574,0	30	52,47	145		
160	4186,0					4030,0	4095,0
		2526,0	40	63,15	180		
200	6712,0					6740,0	6805,0

wird zweckmäßig in der Weise ermittelt, daß die Kurve

$$\frac{1}{\eta} = c\,(\Theta - \Theta_{min})^2$$

auf Pauspapier aufgezeichnet und gegen die Meßpunkte so verschoben wird, daß sich die beste Übereinstimmung ergibt. $\left(\frac{1}{\eta}\right)$ min ist dann die zu Θ_{min} gehörige Ordinate.

Beispielsweise ist in Zahlentafel 5 die Rechnung für die in Zahlentafel 1 bis 3 wiedergegebenen Messungen von Engler und Höfer wiedergegeben.

Durch Aufzeichnung der aus den gemessenen Werten $1/\eta$ berechneten Werte

$$\frac{\Delta \frac{1}{\eta}}{\Delta \Theta}$$

über Θ_{mittel} (Abb. 1) ergibt sich $\Theta_{min} = 23^0$, $c = 0{,}215$, durch Vergleich der benachbarten Werte

$$0{,}215\,(\Theta - 23)^2$$

mit den gemessenen Werten $\left(\frac{1}{\eta}\right)$ min $= 65^0$.

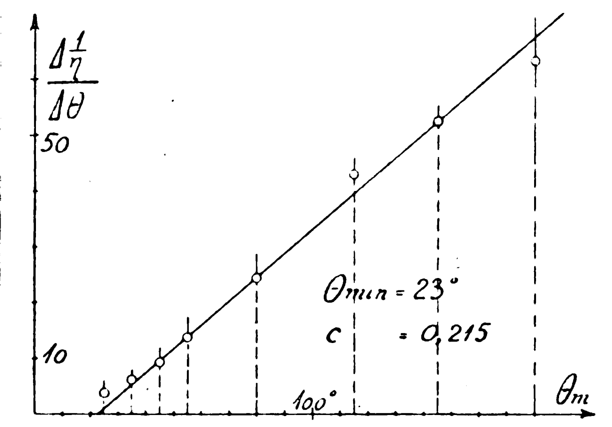


Abb. 1. Bestimmung von Θ_{min} und c aus dem Versuch.

Die Bedeutung der absoluten Zähigkeit für die Beurteilung einer Flüssigkeit als Schmiermittel drängt zur unmittelbaren Messung der absoluten Zähigkeiten. Dies geschieht im allgemeinen bis heute in der Technik nicht. Es soll Aufgabe einer zweiten Abhandlung sein, die Hilfsmittel, welche zur Messung der absoluten Zähigkeit von Schmiermitteln dienen können, zu beschreiben.

(Eingegangen am 15. Januar 1920.)

Originalmitteilungen.

Die Entspannungstemperatur des Glases.

Von F. Weidert und G. Berndt.

Mittlg. a. d. Physik. Labor. d. Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. Berlin-Friedenau.

Bei der Herstellung und Verarbeitung von Glas ist u. a. die Kenntnis derjenigen Temperatur von Nutzen, bei welcher die Beweglichkeit seiner Moleküle so groß ist, daß die vorhandenen inneren Spannungen momentan verschwinden, bei welcher also die von Maxwell eingeführte Relaxationszeit (das ist die Zeit, in welcher die Spannung auf den $e$ten Teil sinkt; e ist hierbei die Basis der natürlichen Logarithmen) gleich Null oder zum

mindesten sehr klein wird. Die hierdurch definierte Temperatur sei im folgenden als „Entspannungstemperatur“ bezeichnet; bis zu dieser muß man das Glas mindestens erwärmen, wenn sich seine Spannungen schnell ausgleichen sollen. Wie Pulfrich[1]) beobachtete, tritt zwar auch schon bei Temperaturen, die weit unterhalb der Entspannungstemperatur liegen, eine dauernde Verschiebung der Moleküle des Glases in allerdings nur sehr beschränktem Maße auf; jedoch würde es bei diesen tiefen Temperaturen zu lange Zeit dauern, ehe sich die Spannungen bei der hier vorhandenen großen Relaxationszeit auf das zulässige Maß verringert hätten.

Die ersten Versuche zur Bestimmung dieser Temperatur sind wohl von Schott[2]) angestellt worden. Er benutzte dazu in freier Luft hergestellte, stark gespannte Zylinder mit parallelen Endflächen und beobachtete die Änderung der Zahl der zwischen gekreuzten Nikols auftretenden Ringe, nachdem die Versuchsstücke 20—24 Stunden lang auf eine bestimmte Temperatur erwärmt und dann wieder abgekühlt worden waren. Er fand so die folgenden Entspannungstemperaturen für einige Jenaer Gläser:

Flint 672	350—360°
Kron 682	400—410°
Borosilikatkron 792	400—410°
Normal-Thermometer-Glas . .	400—410°
Borosilikat-Thermometer-Glas .	430—440°

Er bemerkte ferner, daß bei höheren Temperaturen die Ringe schneller, bzw. in größerer Zahl verschwanden. Auf Grund dieser Daten kam Schott zu der (nicht richtigen) Ansicht, daß die Maximaltemperatur, bei welcher für jedes Glas eine Auslösung der Spannung erfolgt, 465°, und die Minimaltemperatur, unterhalb welcher jedes Glas vollkommen gehärtet ist, 370° beträgt. Zschimmer[3]) hat dies später richtig gestellt und gibt an, daß diese Temperaturen, je nach der Glassorte, zwischen 450 und 600° C. liegen.

Dann haben Zschimmer und Schulz[4]) gemeinsam und Schulz[5]) allein eine Reihe von Versuchen zur Bestimmung der oben definierten Temperatur auf indirektem Wege angestellt. Sie verfuhren dazu in der Weise, daß sie eine Anzahl von spannungsfreien Glasstücken auf eine Reihe bestimmter Temperaturen in einem elektrisch geheizten Ofen erhitzten, diese so lange auf konstanter Temperatur hielten, bis sie jedesmal zwischen gekreuzten Nikols wieder spannungsfrei erschienen, und sie dann herauswarfen, um sie an freier Luft schnell abzukühlen und damit zu spannen. Ihre Spannung wurde mit dem von Schulz beschriebenen Spannungsmeßapparat bestimmt; dieser ermittelt die Differenz der Brechungsindizes für den sich in dem Glasstück fortpflanzenden ordentlichen und außerordentlichen Strahl, welche als Maß für die Spannung betrachtet werden kann. Es zeigte sich, daß diese mit gesteigerter Erwärmung anwuchs, doch machte sich, wenigstens bei einem Glase, deutlich bemerkbar, daß sie von einer bestimmten Temperatur ab nicht weiter anstieg, sondern konstant blieb. Der größte Teil der Beobachtungen ließ sich nun durch eine Gleichung der Form $(T - T_0) \cdot (S + S_0) = \text{const.}$, also durch eine gleichseitige Hyperbel, darstellen. Hierin bedeutet T_0 diejenige Temperatur, für welche die Spannung S unendlich groß werden würde. Diese von Schulz als „Erweichungstemperatur“ bezeichneten Werte sind in der vierten Spalte der Tabelle 1 für die von ihm untersuchten aus dem Glaswerk Schott u. Gen., Jena, stammenden Gläser wiedergegeben. Die beiden ersten Spalten enthalten die Typen derselben, und zwar in der bei den Sendlinger Optischen Glaswerken G. m. b. H., Zehlendorf bei Berlin, üblichen[1]) und in der Schottschen Bezeichnung. Die erstere ist so entstanden, daß die erste der beiden durch einen Strich voneinander getrennten Zahlen die drei ersten Dezimalen des Brechungsindex n_D für die D-Linie und die hinter dem Strich stehende Zahl den zehnfachen Wert von $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_c}$ bedeutet. Das Jenaer Glas O 3832 mit $n_D = 1{,}516$ und $\nu = 64{,}0$ erhält also hiernach die Bezeichnung 516/640.

Die von Schulz eingeführte Erweichungstemperatur hat, worauf er selber verschiedentlich hinweist, naturgemäß keinen physikalischen Sinn, da ein Glasstück keine unendlich großen Spannungen ertragen kann, sondern schon vorher zerspringen würde. Für die Praxis wären nun diejenigen Temperaturen, von welchen ab die Spannungen nicht mehr wachsen, sondern konstant bleiben, wo also die Hyperbeln mit einem ausgesprochenen Knick in Parallele zur Temperaturenachse übergehen würden, von großer Bedeutung. Die so ermittelten durch den Knick der Kurve angegebenen Temperaturen werden aber nicht mit der oben definierten Entspannungstemperatur identisch sein können, da wegen der großen Zähigkeit des Glases bei dem plötzlichen Abschrecken auch ober-

[1]) Siehe O. Schott, Sitzber. d. V. z. Bef. d. Gewerbefleißes 1892, S. 161.

[2]) O. Schott, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **11**, 330, 1891.

[3]) E. Zschimmer, Die Glasindustrie in Jena. Jena, Gustav Fischer, 1909, S. 119.

[4]) E. Zschimmer und H. Schulz, Ann. d. Phys. **42**, 345, 1913; Silikat-Zeitschr. 1914, Nr. 3 und 4.

[5]) H. Schulz, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **33**, 205, 247, 1913; Ker. Rundsch. **22**, 45, 1914; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **20**, 240, 1918.

[1]) Siehe W. Zschokke, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **38**, 49, 1918.

halb derselben noch eine gewisse Zunahme der Spannungen erfolgen kann, während diese bei langsamer Abkühlung Zeit haben, sich auszugleichen.

Tabelle 1.
Kohäsions- und Erweichungstemperatur von Jenaer Gläsern.

Bezeichnung bei S. O. G.	Bezeichnung bei Schott	Kohäsionstemperatur	Erweichungstemperatur	Kohäsionstemperatur — Erweichungstemperatur
496/649	*O* 802	603	648	− 45
504/644	*UV* 3199	581	548	+ 33
516/640	*O* 3832	583	565	+ 18
516/692	*S* 367	509	530	− 21
518/590	*O* 203	555	647	− 92
519/604	*O* 3453	538	511	+ 27
523/513	*O* 3439	536	536	± 0
533/554	*UV* 3248	547	607	− 60
547/459	*O* 378	505	498 [1]	+ 7
565/554	*O* 463	632	640	− 8
573/575	*O* 211	632	639	− 7
577/414	*O* 340	484	499 485 [1]	− 15 − 1
580/538	*O* 722	632	642	− 10
583/464	*O* 578	578	611	− 33
590/612	*O* 2112	694	681	+ 13
609/589	*O* 2071	674	735	− 61
613/369	*O* 118	486	490 490 [1]	− 4 − 4
614/564	*O* 2994	686	681	+ 5
626/393	*O* 748	547	595	− 48
649/338	*O* 702	493	551 494 [1]	− 58 − 1
657/363	*O* 3269	530	568	− 38
717/295	*O* 41	465	473	− 8
798/265	*O* 198	457	469	− 12
917/214	*S* 386	425	526 457 [1]	− 101 − 32

Die Bestimmung dieser „Erweichungstemperatur" ist nun ziemlich umständlich. Man muß dazu eine Reihe geeigneter Glasstücke (Schulz wählte dazu solche von $4 \times 4 \times 24$ mm) von verschiedenen Temperaturen aus abschrecken, an jedem von ihnen für eine Reihe von Punkten die Spannungen mit dem Spannungsmeßapparat bestimmen und dann aus der Kurve die Konstanten T_0 und S_0 nach der Methode der kleinsten Quadrat berechnen, bzw. die Temperaturen der Knickpunkte aufsuchen. Es ist daher leicht verständlich, daß man nach einfacheren Verfahren gesucht hat. Von diesen hat die von Zschimmer[1]) angegebene Bestimmung des „Kohäsionspunktes" zu gewissen Erfolgen geführt. Er legt zwei planpolierte Glasstücke von 2 mm Dicke und 10 mm Durchmesser so zusammen, daß sie durch Adhäsion aneinander haften, bzw. sprengt sie optisch aneinander und erhitzt sie dann auf verschiedene Temperaturen. Bei einer bestimmten Temperatur, dem Kohäsionspunkt, fritten nun beide zusammen, ein Beweis dafür, daß ihre kleinsten Teilchen eine solche Beweglichkeit erlangt haben, daß ein gewisser Austausch zwischen den Molekülen der beiden in sehr geringer Entfernung einander gegenüberstehenden Flächen eintreten konnte. Zschimmer hat nun die Kohäsionstemperatur für eine Reihe verschiedener Gläser bestimmt, die, soweit sie mit den von Schulz untersuchten zusammenfallen, in Spalte 3 der Tabelle 1 mitgeteilt sind. Leider ist nun aber die Kohäsionstemperatur nicht eine Konstante der Glasart, sondern hängt noch von einer Reihe von Faktoren ab. Zunächst wird bei dieser Methode eine stillschweigende Voraussetzung gemacht, daß nämlich während der Erhitzung keine Entglasung (Bildung von Kristallisationskernen) an der Oberfläche (wo sie zuerst aufzutreten pflegt) erfolgt, da hierdurch die molekulare Beweglichkeit geändert werden würde. Ferner ist die Kohäsionstemperatur bei nur polierten, aneinander adhärierenden Stücken etwa um 5 bis 10^0 höher als bei optisch aneinander gesprengten, des weiteren hängt sie von der Dicke der Platten und schließlich vor allem wesentlich von der Dauer der Erhitzung ab. Für das Kron *O* 3832 (516/640), das einzige Beispiel, das Zschimmer ausführlich mitteilt, ergibt sich z. B. folgende Beziehung der Kohäsionstemperatur zur Zeit:

Zeit	1^m	20^m	50^m	110^m	3^h	14^h	24^h
Koh.-Temp.	611^0	585^0	574^0	567^0	564^0	553^0	540^0

Danach beträgt der Unterschied für Zeiten von 1 Minute und 24 Stunden 71^0, bei drei anderen Gläsern sind die Differenzen für Zeiten von 10 bis 30 Minuten 14,5; 11,4 und $4{,}9^0$. Eine wirkliche Konstante des Glases würde man aus diesen Messungen erhalten, wenn man aus den gefundenen Werten entweder die Temperatur für die Zeit 0 oder für unendlich lange Erhitzungsdauer extrapolieren würde. Die erste Temperatur würde diejenige bedeuten, bei welcher die Beweglichkeit der Moleküle so groß ist, daß momentan ein Austausch zwischen denen der beiden Stücke erfolgt; sie würde sich für *O* 3832 zu etwa 615^0 ergeben. Die Temperatur für unendlich lange Erhitzungsdauer würde dagegen diejenige darstellen, bis auf welche mindestens erhitzt werden muß, damit überhaupt eine merkliche Beweglichkeit der Teilchen eintritt und somit ein Ausgleich der Spannung zu erwarten wäre. Letztere bezeichnet Zschimmer als „absolute Kohäsionstemperatur". Diese müßte mit der eingangs definierten Entspannungstemperatur identisch sein. Ihre genaue Bestim-

[1]) Aus Ann. d. Phys. **42**, 345, 1913; die anderen Werte aus Zeitschr. f. Instrumentenkunde **33**, 205, 247, 1913.

[2]) E. Zschimmer, Silikat-Zeitschr. 1914, Nr. 7; Naturw. **2**, 961, 1914; Central-Ztg. f. Optik u. Mech. **38**, 109, 120, 131, 145, 167, 1913.

mung für das Glas *O* 3832 durch Extrapolation ist leider nicht möglich, da sich die beiden letzten Beobachtungen nicht ohne Zwang durch die Kurve verbinden lassen, welche durch die ersten Beobachtungspunkte hindurchgelegt werden kann. Zschimmer geht nun aber in seinen Veröffentlichungen nicht auf diese zurück, sondern begnügt sich durchweg mit der Angabe der für 30 Minuten Erhitzungsdauer bestimmten Werte, was damit begründet wird, daß diese Zeit lang genug ist, um etwaige kleine Einflüsse des Temperaturausgleiches zwischen Ofen und Glasplättchen auszuschalten. Die Beobachtungsdauer von 30 Minuten hat ferner noch den Vorteil, daß die dafür bestimmten Kohäsionstemperaturen nahezu mit den von Schulz ermittelten Erweichungstemperaturen zusammenfallen, wie aus Tabelle 1, Spalte 5, hervorgeht, in welcher die Differenzen der Kohäsions- und der Erweichungstemperaturen berechnet sind. Es treten dabei allerdings noch Unterschiede von -101^0 bis $+33^0$ auf, jedoch sind diese ja wohl größtenteils

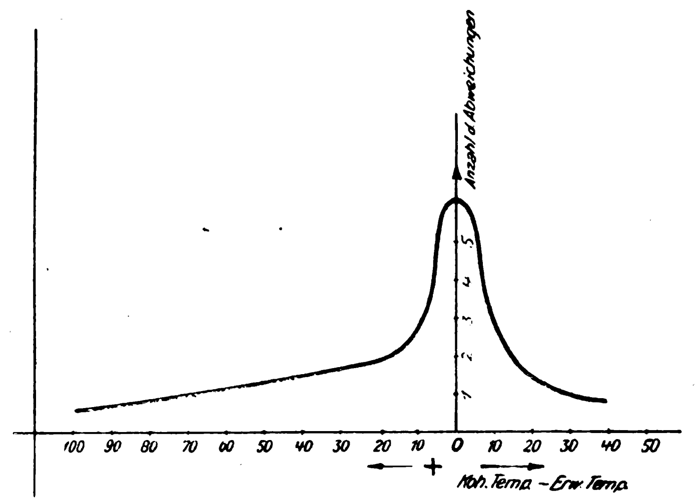


Fig. 1. Zusammenhang zwischen Kohäsions- und Erweichungstemperatur.

darauf zurückzuführen, daß zur Bestimmung der Erweichungstemperatur nicht immer eine genügende Anzahl von Stücken vorlag, um eine genaue Berechnung der Konstanten der Hyperbelgleichung zu ermöglichen. Daß sich trotzdem nach beiden Verfahren nahezu identische Werte ergeben, wird namentlich dann klar, wenn man die Anzahl der Abweichungen als Ordination gegen die Differenzen als Abszissen aufträgt (Fig. 1). Man erhält dann eine Kurve nach Art der Resonanzkurven, die bei der Abweichung 0 ein ausgesprochenes Maximum zeigt. Wie man aus den obigen Ausführungen ersieht, würde aber die Ermittlung der absoluten Kohäsionstemperatur, welcher allein eine physikalische Bedeutung zukommt, da sie unabhängig von der Erhitzungszeit ist, gleichfalls eine große Zahl von Beobachtungen erfordern.

Die in vorstehendem geschilderten Mängel, welche bei den Messungen der Erweichungs- und der Kohäsionstemperatur auftreten, bewogen uns, nach anderen und zwar direkteren Methoden zu suchen. Um zunächst einen gewissen Anhalt über die Lage der eingangs definierten Entspannungstemperatur zu erhalten, wurden Würfel von 25 mm Kante so mit einer Ecke in Kieselgur eingebettet, daß eine Körperdiagonale vertikal stand, und daß etwa die untere Hälfte der so entstandenen vierseitigen Doppelpyramide in das lose Kieselgur eintauchte. Der Würfel wurde dann im elektrischen Ofen in etwa 2 Stunden auf eine bestimmte Temperatur angeheizt und 6 Stunden auf dieser konstant gehalten; nach dem Abkühlen wurde beobachtet, ob sich auf der einen polierten Würfelfläche ein dauernder Eindruck gebildet hatte. Die Temperatur, bei welcher der erste Eindruck eintrat, wurde durch Interpolation zwischen den bei allmählich wachsenden Temperaturen eintretenden Änderungen des Würfels ermittelt; sie sei als „Deformationstemperatur" bezeichnet. Diese liegt, worüber wir uns von vornherein klar waren, sicherlich oberhalb der Entspannungstemperatur; fest steht ferner, daß sie noch eine Funktion der Erhitzungsdauer und der Stückgröße ist. Um einen Überblick darüber zu haben, wurde bei den Gläsern Flint 613/369 und Kron 516/640 auch die Deformationstemperatur für Würfel von 50 mm Kante und bei letzterem auch für solche von 75 mm Kante ermittelt. Von den für zahlreiche Typen der Sendlinger Optischen Glaswerke ermittelten Deformationstemperaturen sind in Tabelle 2 (die im übrigen genau wie Tabelle 1 angeordnet ist), Spalte 3, einige wiedergegeben, welche ihrem Typus nach mit den von Schulz untersuchten Jenaer Gläsern zusammenfallen. Beim Vergleich der Deformationstemperatur mit der Zschimmerschen Kohäsionstemperatur, der in Spalte 7 durchgeführt ist, muß allerdings noch beachtet werden, daß es sich in beiden Fällen um Gläser verschiedener Glashütten handelt; wenn auch ihre optischen Lagen völlig oder angenähert zusammenfallen, so ist damit doch noch nicht gesagt, daß sie in ihrer chemischen Zusammensetzung vollkommen übereinstimmen. Immerhin wird man aber annehmen können, daß diese einander ähnlich sind und nur geringe bedeutungslose Unterschiede aufweisen. Die Deformationstemperaturen liegen nun (mit Ausnahme von 516/640, bei welchen sich aber an verschiedenen Schmelzen immer wieder übereinstimmend derselbe Wert 605° ergab, sowie mit Ausnahme von 626/393 und 657/363) tiefer als

Tabelle 2.
Entspannungs- und Deformationstemperatur von S. O. G.-Gläsern.

Bezeichnung S. O. G.	Bezeichnung Schott	Deformations-temperatur	Entspannungs-temperatur	Deformationstemp. — Entspannungs-temperatur	Erweichungstemp. — Entspannungs-temperatur	Kohäsionstemp. — Deformationstemp.
496/644	O 802	570				+33
516/640	O 3832	605	495	+110	+ 70	−22
519/604	O 3453	520	430	+ 90	+ 81	+18
580/538	O 722	590				+42
590/612	O 2122	645	585	+ 60	+ 96	+49
609/589	O 2071	650				+24
613/369	O 118	460	410	+ 50	+ 80	+26
614/564	O 2994	645	565	+ 80	+116	+41
626/393	O 748	585				−38
649/338	O 702	430	390	+ 40	+104	+63
657/363	O 3269	535				− 5

die Kohäsionstemperaturen. Es ist dies auch nicht weiter erstaunlich, da ja bei der Bestimmung der Deformationstemperatur Stücke von wesentlich größerem Gewicht verwendet wurden, als bei der Ermittlung der Kohäsionstemperatur. Wie durch die oben erwähnten Versuche an 613/369 und 516/640 ermittelt wurde, rücken die Deformationstemperaturen bei Würfeln von 50 mm Kante, also achtfachem Gewicht, um etwa 50^0 bzw. 40^0 tiefer wie bei den 25 mm-Würfeln; eine Vergrößerung der Würfel auf 75 mm Kante brachte dagegen keine weitere Verschiebung der Deformationstemperatur hervor.

Die direkte Bestimmung der Entspannungstemperatur selbst haben wir gleichfalls an einer Reihe von typischen Gläsern durchgeführt; hier sollen wieder nur einige, und zwar diejenigen ausgewählt und besprochen werden, welche — mit den vorher angegebenen Beschränkungen — unter die von **Zschimmer** und **Schulz** untersuchten fallen. Es sind dies die Gläser Kron 516/640, Kron 519/604, Barion 590/612, Flint 613/369, Barion 614/564 und Flint 649/338.

Zunächst handelte es sich darum, den Versuchsstücken, für die wiederum Würfel von 25 mm (bei 516/640 und 613/369 auch solche von 50 mm) Kante gewählt wurden, eine geeignete Anfangsspannung zu geben. Das im Anschluß an **Schulz** gewählte Verfahren, sie bis auf eine bestimmte Temperatur zu erhitzen und dann aus dem Ofen herauszuwerfen, um sie schnell an freier Luft abzukühlen, führte nicht zum Ziele, da die Spannungen entweder zu klein wurden, oder aber die Würfel beim Abschrecken von höherer Temperatur aus zerplatzten. Sehr gut hat sich dagegen das Verfahren bewährt, geeignete Hafenglasstücke im elektrischen Ofen in Würfelform zu senken und die gesenkten Stücke in diesem abkühlen zu lassen.

Die Messung der Spannung erfolgte mit einer geringen Abweichung nach dem von **Schulz** angewendeten Verfahren. Auf den Tisch des Spannungsmeßapparates wurden die Würfel so in eine Rinne gelegt, daß die eine Flächendiagonale vertikal stand, und an ihnen eine Blende angebracht, welche vier Öffnungen von etwa 5 mm Durchmesser enthielt, deren Mitten je 3 mm von den Kanten abstanden; die Spannung wurde somit in vier den Würfelecken naheliegenden Punkten ermittelt. Es wurde hierbei aber nicht der Würfel gedreht, sondern in seiner Lage belassen und nur so weit seitlich verschoben bzw. gehoben oder gesenkt, daß man die Spannung in den einzelnen Punkten feststellen konnte; sie ergab sich dabei in zwei diagonal gegenüberliegenden Meßpunkten positiv, in den beiden anderen von annähernd derselben Größe negativ. Im Gegensatz zu **Schulz** wurde ferner aus den hier ermittelten nahezu gleichen Spannungen nicht das Mittel genommen, sondern es wurde die Summe der größten und kleinsten Werte (ohne Rücksicht auf das Vorzeichen) gebildet; diese Summe der Spannungen sei im folgenden mit Δ bezeichnet und in Einheiten der 7. Dezimale der Brechungsindizes ausgedrückt. Dieses Verfahren hatte sich als wünschenswert herausgestellt, da von einer bestimmten Temperatur ab die Spannungen über die einzelnen Punkte nicht mehr symmetrisch, sondern vollständig unregelmäßig verteilt sind und dann auch zuweilen nur positive oder nur negative Werte vorkommen. Bei den 50 mm-Würfeln wurden außer den Spannungen in den vier Ecken auch noch die in vier Punkten ermittelt, welche etwas weiter von den Kanten ab nach innen liegen. Die beiden Reihen von je vier Punkten seien als äußere und innere Meßpunkte bezeichnet und in den Tabellen durch A oder J gekennzeichnet. Da die Anfangsspannungen nicht durchweg gleichmäßig ausfielen, wurde durch besondere Versuche festgestellt, daß die durch die Kühlung erreichten Restspannungen von jenen nur unwesentlich abhingen, so daß die Anfangsspannungen ohne praktischen Einfluß auf das Endergebnis sind.

Es wurden nun je 2 bis 3 gespannte Würfel von jeder Glasart auf eine Reihe von allmählich wachsenden Temperaturen erwärmt und von hier aus in großen Öfen mit elektrischer Heizung und automatischer Temperaturregelung mit verschiedenen Zeiten und auch Abfallkurven gekühlt. Die Dauer der Anheizzeit betrug bei einer Temperatur von 200^0 etwa 30 Stunden, bei 600^0 etwa 60 Stunden.

Nach dieser Behandlung wurde wiederum die Spannung gemessen und dann das Verhältnis $100 \cdot \Delta_n / \Delta_v$ gebildet, wobei Δ_n die Spannung nach und Δ_v die vor dem Versuch bedeutet. Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle 3 als Mittel aus den an je 2 bis 3 Würfeln erhaltenen Einzel-

Tabelle 3.

Abhängigkeit der Restspannung ($100 \cdot \Delta_n / \Delta_v$) von der Temperatur.

Temperatur	649/338	613/369			519/604	516/640			614/564	590/612
	25 mm	25 mm	50 mm *A*	50 mm *J*	25 mm	25 mm	50 mm *A*	50 mm *J*	25 mm	25 mm
201	88,5	93,0	89,8	106,9	83,1					
304	63,8	81,1	83,3	83,3	87,6	95,8	81,1	88,6	90,4	93,5
348	24,7	48,1	56,6	63,2	78,0					
378	7,8	32,4	44,9	44,4	63,8					
400	4,2	6,7	11,9	14,0	36,1	74,7	89,7	84,6	83,5	100,1
425	7,9	5,7	20,6	24,3	8,5	51,9				
454	5,4	7,8	23,8	29,9	7,8	42,2	55,7	59,3	95,0	91,8
474	10,0	3,8	20,0	28,2	7,9	18,9	28,3	29,4		
507	6,3	9,9	20,1	20,2	24,5	5,6	9,7	11,6	64,1	64,3
530	17,3	11,1	23,0	22,8	25,2	6,2	23,1	29,4	55,7	50,8
554					60,3	2,6	30,5	27,7	9,4	16,6
574						6,2	24,1	31,3	14,2	22,5
598						4,1	24,9	25,1	3,7	7,3
620						12,1	20,1	29,0	7,0	3,9
663						27,2	20,3	30,3	9,5	6,0
675									4,6	8,0

beobachtungen, die im allgemeinen recht gut miteinander übereinstimmen, wiedergegeben, und zwar nur für die Versuche mit der kürzesten Dauer; bei den anderen ist der Verlauf vollkommen analog. Bei den 50 mm-Würfeln fällt noch auf, daß die Spannung für die inneren Meßpunkte größer wie für die äußeren ist, was wohl darauf zurückzuführen ist, daß bei den kurzen Abkühlungsdauern die Temperaturverteilung in diesen großen Würfeln noch nicht völlig gleichmäßig war. Bei genügend langer Zeit oder geeigneter Abfallkurve werden die Werte für die Außen- und Innenpunkte praktisch einander gleich; zuweilen wurde sogar beobachtet, daß die Spannung für die Innenpunkte etwas kleiner wurde wie für die Außenpunkte. Trägt man nun für die 25 mm-Würfel die in Tabelle 3 mitgeteilten Werte als Ordinaten gegen die Temperaturen als Abszissen auf, so erhält man die in Fig. 2 dargestellten ausgeglichenen Kurven, die im wesentlichen komplementär zu den von Schulz gefundenen verlaufen. Mit wachsender Temperatur geht also die Spannung zunächst langsam, dann aber ziemlich schnell zurück, um von einer bestimmten Temperatur ab konstant zu bleiben oder wieder etwas anzusteigen. Dabei verlaufen die Kurven für die untersuchten sechs Gläser einander vollkommen ähnlich. Von der Wiedergabe der Kurven für die 50 mm-Würfel ist abgesehen, da sie nichts Neues zu dem Bilde hinzufügen. Die Knickpunkte, welche in den Kurven auftreten, können praktisch als die Entspannungstemperaturen angesehen werden. Sie ergaben sich bei den verschiedenen Versuchsreihen als im wesentlichen identisch; auch die Stückgröße ist, wie von vornherein zu erwarten war, ohne Einfluß auf die Lage der Entspannungstemperatur, dagegen hat sie einen Einfluß auf die Größe der Restspannung (für die Abkühlung von der Entspannungstemperatur aus), und zwar hat diese bei größeren Stücken etwas höhere Werte als bei den 25 mm-Würfeln, während bei geeigneter Abkühlung die Unterschiede verschwinden (s. Tabelle 5).

Ob die ausgeglichenen Kurven nach Fig. 2 wirklich scharfe Knickpunkte haben müssen, wird erst nach Vorliegen eines sehr umfangreichen Versuchsmaterials zu entscheiden sein. Der ganzen Natur des Glases nach wäre es nicht ausgeschlossen, daß der steil abfallende Ast der Kurve in einem kurzen Bogen in den jenseits der Entspannungstemperatur liegenden, nur langsam wieder ansteigenden Ast übergeht. Dann müßte der abfallende Ast einen Wendepunkt aufweisen und man würde zweckmäßig die diesem entsprechende Temperatur als Entspannungstemperatur definieren; diese Werte würden aber nur um etwa 10^0 tiefer liegen als die hier angegebenen.

Tabelle 4.

Entspannungs- und Deformationstemperatur

Glasart	Würfelkante	Entspannungstemperatur	Deformationstemperatur
649/338	25 mm	390	430
613/369	25 mm	410	460
	50 mm *A*	400	(410)
	50 mm *J*	405	
519/604	25 mm	430	520
516/640	25 mm	495	605
	50 mm *A*	500	(565)
	50 mm *J*	500	
614/564	25 mm	565	645
590/612	25 mm	585	645

Wie man aus Tabelle 4 ersieht, in welcher die aus den Kurven entnommenen Entspannungstemperaturen mit den Deformationstemperaturen zusammengestellt sind, wächst die Entspannungs- mit der Deformationstemperatur (für gleiche Stück-

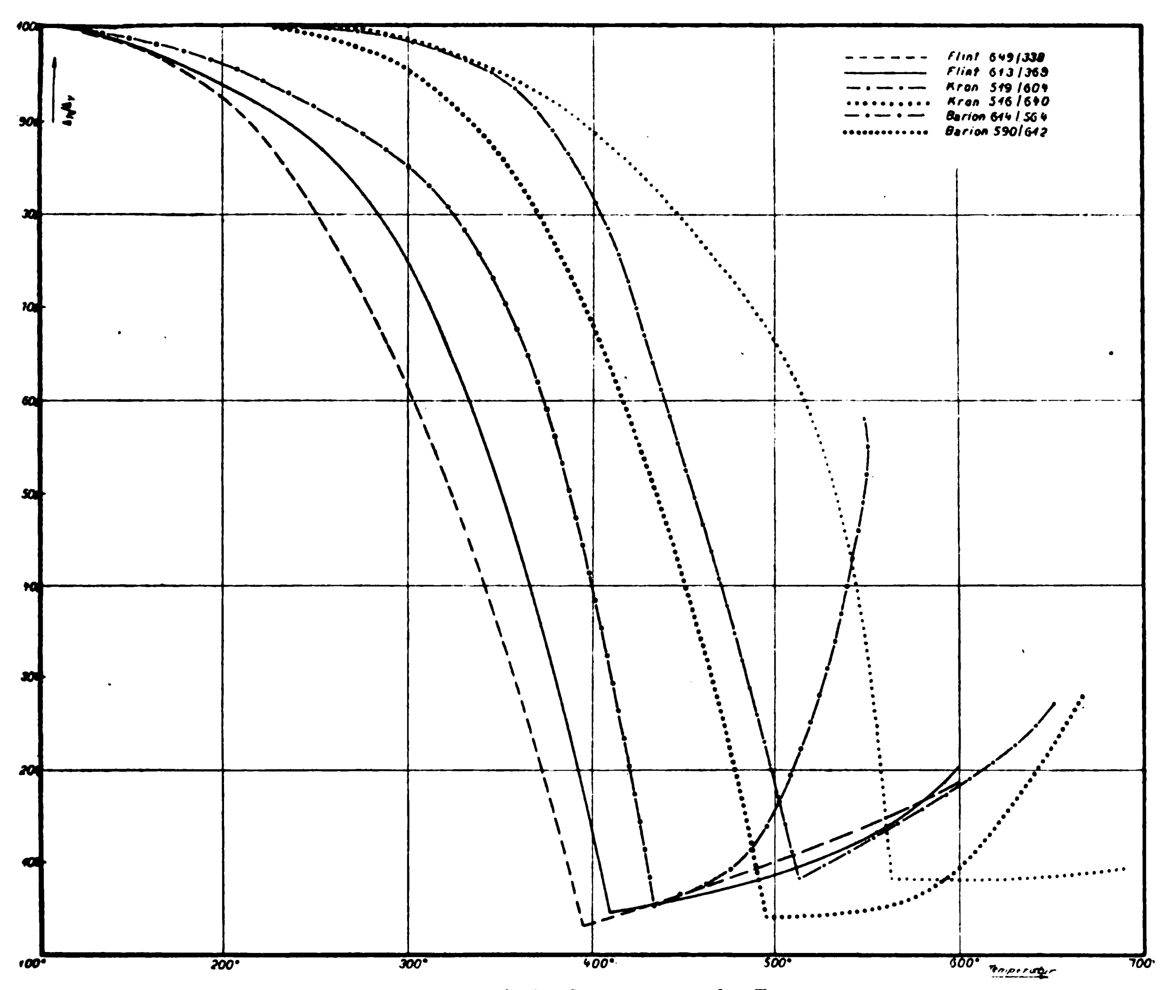


Fig. 2. Abhängigkeit der Spannung von der Temperatur.

Tabelle 5.
Restspannung bei Abkühlung von der Entspannungstemperatur aus.

Glasart	Würfelkante	Restspannung bei kurzer Abkühlung	Restspannung bei längerer Abkühlung
613/369	25 mm	4,5 %	4,5 %
	50 mm *A*	12,0	2,5
	50 mm *J*	15,0	4,5
516/640	25 mm	4,0	3,5
	50 mm *A*	15,0	4,0
	50 mm *J*	20,0	2,5

größe) an. Aus Tabelle 2, in welche die Entspannungstemperaturen in Spalte 4 und ihre Unterschiede gegen die Erweichungs- und Deformationstemperaturen in Spalte 5 und 6 eingetragen sind, geht ferner hervor, daß jene im Mittel um etwa 70° (bei den Flintgläsern um 40 bis 50°, bei den übrigen um 60 bis 110°) tiefer, die Erweichungs- und Kohäsionstemperatur dagegen etwa noch um 30° höher als die Deformationstemperatur liegt. Nach den in der Einleitung gegebenen Ausführungen war ja auch zu erwarten, daß die direkte Messung der Entspannungstemperatur die niedrigsten Werte ergeben würde.

Der aus Fig. 2 ersichtliche Wiederanstieg der Spannung nach Überschreiten der Entspannungstemperatur ist, wie sich aus einem eingehenden Vergleich mit den Temperaturen ergeben hat, bei welchen die ersten Spuren von Kristallisation auftreten, auf die hier einsetzende Entglasung zurückzuführen. Die Ausscheidung von Kristallkernen, worauf ja die Entglasung beruht, führt in das Glas einen neuen Körper mit anderem Ausdehnungskoeffizienten ein, so daß infolge der ungleichmäßigen Zusammenziehung der beiden Gefügebestandteile eine gewisse Spannung im Glase bei der Abkühlung auftreten muß.

Zusammenfassung: Als Entspannungstemperatur wird diejenige Temperatur definiert, bei welcher die Beweglichkeit der Moleküle so groß wird, daß sich die Spannungen möglichst schnell ausgleichen; als Deformationstemperatur diejenige, bei

welcher sich auf der polierten Oberfläche eines Würfels die ersten Eindrücke der Einbettung zeigen. Die Entspannungs- und Deformationstemperaturen werden für verschiedene Gläser der Sendlinger Optischen Glaswerke bestimmt und mit den von Zschimmer und Schulz an Jenaer Gläsern des gleichen Typus bestimmten Kohäsions- und Erweichungstemperaturen verglichen.

(Eingegangen am 16. Januar 1920.)

Besprechungen.

Schaefer, Cl., **Die Prinzipe der Dynamik.** Mit 6 Abb. im Text. IV und 76 S. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. Preis geh. 8,50 M.

Seit Lagrange die Darlegungen seiner Mecanique analytique auf die zu seiner Zeit bekannten Prinzipien der Mechanik gegründet hat, ist die Überzeugung von der umfassenden Wirksamkeit einer Reihe logisch und mathematisch einfach zu formulierender allgemeiner Ansätze der Dynamik immer mehr in das wissenschaftliche Bewußtsein der gesamten physikalischen Forschungswelt eingedrungen. Merkwürdigerweise tragen aber die üblichen Darstellungen der Mechanik der Erörterung dieser Ansätze oft nicht in dem Maße Rechnung, wie es die Tragweite ihrer Wirkung erfordern sollte. Man kann diese Erscheinung vielleicht darauf zurückführen, daß die kritische Sichtung alles desjenigen Stoffes, den man mit der Bezeichnung Prinzipien der Mechanik umfaßt, sich heute noch in vollem Fluß befindet und daher manchem Autor als Gegenstand einer Lehrbuchdarstellung wenig geeignet scheint.

So ist denn der theoretisch arbeitende Forscher vielfach auf die Spezialliteratur angewiesen, von der wir im deutschen Sprachgebiet das namentlich für die Zeit bis zum Ende des 18. Jahrhnndert grundlegende Werk von Ernst Mach, die Mechanik in ihrer Entwickelung, und den vielseitigen Encyklopädiebericht von A. Voss, die Prinzipien der rationellen Mechanik erwähnen, welch letzterer sich auch auf die im 19. Jahrhundert erzielten Erkenntnisfortschritte mit bezieht.

In diesem Bericht von A. Voss sind die eigentlichen Prinzipe der Dynamik, namentlich die Differential- und die Variationsprinzipe, etwas kurz behandelt, von denen das Prinzip der kleinsten Wirkung und die Hamilton-Jacobische Theorie ihre Wichtigkeit für die Entwicklung ganz neuzeitlicher Gedankengänge, wie der Einsteinschen Relativitätstheorie und der Quantentheorie immer mehr beweisen.

Dieser gesteigerten Bedeutung der dynamischen Prinzipe Rechnung zu tragen ist die Schrift von Prof. Schaefer berufen, die aus dem d'Alembertschen Prinzip alle jene umfassenden Ansätze von dem Hamiltonschen Prinzip der variierenden Wirkung an bis zur Gibbs-Appellschen Form der dynamischen Grundgleichungen entwickelt.

Die Darstellung des manchem vielleicht spröde erscheinenden Stoffes ist eine sehr anregende, nicht zum wenigsten infolge der Erörterung einiger einfacher, glücklich gewählter Beispiele (Gleichgewicht eines Punktes auf einer festen und einer beweglichen Kugelfläche, Schwingung eines Punktes in einer Ebene, Eulersche Drehung eines starren Körpers) mit deren Hilfe die gegenseitigen Beziehungen der einzelnen Prinzipe besonders klar zutage treten, so daß der Berichterstatter nicht Anstand nimmt, dem Werkchen eine recht ausgedehnte Verbreitung zu wünschen. W. Hort.

Ludwig Boltzmann, **Populäre Schriften.** Zweite, unveränderte Auflage. VIII und 440 S. Leipzig, J. A. Barth. 1919. Preis 16 M., geb. 20 M.

Die neue Auflage stellt sich als ein unveränderter Abdruck der 1905 erschienenen ersten Auflage dar und tut recht daran, denn der Reiz dieser verschiedenen Aufsätze und Reden liegt gerade in ihrer manchmal auch recht burschikosen Eigenart, welche ihnen eine ganz besondere Note aufdruckt. Außerdem sollen sie ja die Ansichten des Verf. zu der vereinzelt um mehrere Jahrzehnte zurückliegenden Zeit wiederspiegeln. Damit soll natürlich durchaus nicht gesagt sein, daß ihr Inhalt heute etwa veraltet sei; im Gegenteil, die Vorlesungen über die Prinzipien der Mechanik, die Atomistik und gegen die Energetik sind heute noch so lebenswahr wie damals, und sie machen mehr als die Hälfte der behandelten Themata aus. Andere wieder, wie die über Röntgens neue Strahlen und die Luftschifffahrt, haben ein großes historisches Interesse, zeigen sie doch, wie jene neue umwälzende Entdeckung oder das damals noch ungelöste Problem der Beherrschung der Luft auf einen so hervorragenden Geist gewirkt hat. Für Boltzmanns Scharfblick spricht, daß er schon im Jahre 1886 die Erfindung des lenkbaren Luftschiffs trotz des theoretischen Beweises seiner Unmöglichkeit als nur mehr eine Frage der Zeit bezeichnet. Von seiner neidlosen Anerkennung anderer Größe und Leistungen zeugen seine Gedächtnisreden auf Kirchhoff, Stefan und Loschmidt. Musterstücke einer feinen Satire sind das „Vorwort" und der letzte Aufsatz, die Reise eines deutschen Professors ins Eldorado.

Aus jeder Zeile spricht die Eigenart des großen Forschers, der auch vor einem Kraftwort nicht zurückschreckt, wenn es gilt, falschen Ruhm oder wissenschaftliche Irrwege zu geißeln. Alles in allem, in jeder Zeile eine Persönlichkeit, die sich ganz einer Idee hingab und dadurch erhöhte Bedeutung gewann. Berndt.

Max Planck, **Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung.** Dritte, mit der zweiten gleichlautende Auflage. gr. 8°. X und 206 S. Mit 7 Abbildungen. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. 1919. Geh. M. 15.—, geb. M. 18.—.

Es ist ein glänzendes Zeugnis für dieses Buch, daß es nach 7 Jahren, trotz des dazwischen liegenden Weltkrieges, eine neue Auflage erforderte, und ein Beweis dafür, in welchem Grade es dem Forscher und Lehrer Planck gelungen ist, das Gebiet, das man mit Recht sein eigentliches Feld nennen kann, vollständig, straff gegliedert und interessant darzustellen. Lernende, Lehrer und Forscher werden das Buch mit gleichem Vorteil und gleichem Genuß benutzen; steckt doch in ihm ein gut Teil des Zaubers Planckscher Vortrags- und Darstellungskunst, der so viele seiner Schüler gefangen genommen hat.

G. Gehlhoff.

L. Graetz, **Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus.** 5 Bände. Band I, 3. Lieferung (Schlußheft des ersten Bandes): Galvanische Elemente von M. Trautz und Thermoelektrizität von K. Baedeker. VIII und S. 421 bis 760, 1918. Leipzig, J. A. Barth. Preis 24 M.

Das groß angelegte Handbuch, dessen erste Teile schon im Jahre 1912 erschienen sind, setzt sich zum Ziel, die außerordentlich zahlreiche Literatur aus dem im Titel angegebenen Gebiete möglichst vollständig zu sammeln und systematisch geordnet mit tunlichster Kürze darzustellen, um jedem, der auf irgendeinem Teilgebiete arbeitet, einen vollständigen Überblick über das bisher Geleistete zu geben. Diese gewaltige Aufgabe übersteigt natürlich die Schaffenskraft eines einzelnen; es sind deshalb die verschiedenen Abschnitte, die ein in sich geschlossenes Ganze bilden, von den Fachleuten, die sich besonders auf diesen betätigt haben, bearbeitet. Leider hat, wie bei so vielem, auch hier der Krieg, den vorgenommenen Plan völlig über den Haufen geworfen. So kommt es, daß die einzelnen Lieferungen sich bisher über einen Zeitraum von sieben Jahren verteilen und auch nicht in der vorgenommenen Reihenfolge erschienen sind. Der erste Band (Elektrizitätserregung und Elektrostatik) liegt mit der dritten Lieferung seit dem Vor-



jahre vollständig vor. Von Band II (Stationäre Ströme) sind die beiden ersten Teile 1912—1914 herausgekommen, während der dritte (Schluß-)Teil noch immer aussteht. Dasselbe gilt für Band III (Ionen und Elektronen in Gasen, Flüssigkeiten und Metallen) dessen beide erste Teile seit 1914/15 vorliegen. Vollständig ist seit 1913/15 Band IV (Magnetismus und Elektromagnetismus), während noch der ganze Band V (Induktion, Schwingungen, Technik, Theorie) der Veröffentlichung harrt. Im Interesse der Einheitlichkeit ist dies naturgemäß außerordentlich zu bedauern, denn bei einem Nachschlagewerk, dessen Erscheinen sich über mindestens 8 Jahre hinzieht, sind die zuerst veröffentlichten Teile gegenüber den letzten in hohem Grade unvollständig. Man kann daher nur wünschen, daß sich recht bald das Bedürfnis nach einer zweiten Auflage herausstellen möge, damit wir durch diese ein in sich auch äußerlich abgerundeteres Werk erhalten.

Die beiden bisher erschienenen Teile des Bandes I behandeln auf 420 Seiten: Reibungselektrizität (Graetz); Elektrisiermaschinen und Apparate (H. W. Schmidt); Elektrostatische Meßapparate und Messung elektrostatischer Größen (P. Cermak); Dielektrizität (E. Schrödinger); Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen (E. v. Schweidler); Elektrostriktion und Magnetostriktion (R. v. Hirsch); Elektrooptik (W. Voigt); Pyroelektrizität und Piezoelektrizität (E. Riecke). In dem zuletzt veröffentlichten Schlußteile folgen dann auf 270 Seiten die galvanischen Elemente von M. Trautz und auf 35 Seiten die Thermoelektrizität von K. Baedeker.

Der Abschnitt über galvanische Elemente berücksichtigt leider nur die Literatur bis 1914. Es müßte doch möglich gewesen sein, auch die in der Zeit zwischen dem Abschluß des Manuskriptes und dem Erscheinen veröffentlichten Arbeiten noch hineinzuarbeiten, wie dies vom Herausgeber nach dem Tode Baedekers bei der Thermoelektrizität wenigstens bis 1916 geschehen ist. Bei der beschränkten Anwendung, welche die galvanischen Elemente heute finden, dürfte die Darstellung fast etwas zu ausführlich sein. So hätte der Abschnitt über Messung an ihnen wohl fehlen können und statt dessen auf Band II verwiesen werden können. Auch die Darstellung der Theorie der galvanischen Elemente auf 150 Seiten ist etwas reichlich breit angelegt. Im Gegensatz dazu zeichnet sich der Beitrag von Baedeker durch eine wohltuende und trotzdem nichts auslassende Kürze aus. Doch auch jene Bemerkungen sollen den Wert des Handbuches in keiner Weise schmälern. Es ist nur zu begrüßen, daß wir endlich ein modernes vollständiges Nachschlagewerk für das Gebiet der Elektrizität und des Magnetismus besitzen. Als solches ist es für jede Bibliothek unentbehrlich. Berndt.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Nach einer soeben vom preuß. Kultusminister erlassenen Verordnung sind vom Wintersemester 1919/20 ab beurlaubte Lehrer und Lehrerinnen, die den Vorschriften der Verordnung vom 19. September 1919 genügen, auch an den Technischen Hochschulen zum Studium in der Mathematik, der Physik und der Chemie zuzulassen. Im Hinblick auf die besonderen Studienverhältnisse an den Technischen Hochschulen ist die laut § 3 Absatz II der Verordnung geforderte Ergänzungsprüfung vor dem Beginn des Studiums abzulegen. Die Prüfung findet bei dem für den Sitz der Technischen Hochschule zuständigen Provinzialschulkollegium statt. Lehrer (Lehrerinnen) und Schulamtsbewerber(innen), die das Reifezeugnis einer bestimmten Gattung der höheren Schule und dadurch die Berechtigung zur Zulassung als ordentliche Studierende an den Technischen Hochschulen sowie später zur Diplom- und Doktor-Ingenieur-Prüfung erwerben wollen, haben die Reifeprüfung gemäß § 4 der Verordnung vom 19. September 1919 gleichfalls vor Beginn des Studiums, und zwar nach den für das Realgymnasium bzw. die Oberrealschule gestellten Anforderungen, abzulegen.

Königsberg. Die philosophische Fakultät stellt für 1920 folgende mathematische Preisaufgabe: Die Theorie der Grenzungleichungen in der Geometrie ist zu fördern.

Personalnachrichten.

Berichtigung. Unter den Personalnachrichten der ersten Nummer sind einige Druckversehen insofern zu berichtigen, als unter Heidelberg Paul Stäckel zu lesen ist. Auch ist ergänzend nachzutragen, daß Herrn Dr. K. W. Hausser die Leitung des Physikalischen Laboratoriums der M-Abteilung bei Siemens & Halske übertragen worden ist.

Aachen. Dr.-Ing. Heumann, Vorstand des Eisenbahnwerkstättenamtes in Stargard i. Pomm., hat einen Ruf auf den Lehrstuhl für Eisenbahnwesen und Transportanlagen an der Technischen Hochschule zu Aachen als Nachfolger von Geh.-Rat O. Köchy erhalten.

Aachen. Durch Beschluß von Rektor und Senat der Technischen Hochschule zu Aachen ist die Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber verliehen worden: 1. dem Baurat E. W. Köster, Generaldirektor der Frankfurter Maschinenbau-A.-G., vormals Pokorny & Wittekind, Frankfurt, in Anerkennung seiner schöpferischen Leistungen auf dem Gebiete der Drucklufterzeugung und -verwertung; 2. Reinhard Mannesmann, Remscheid, in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste auf dem Gebiete der Herstellung von Röhren und in Würdigung seiner gewaltigen, von vorbildlichem Ingenieurgeist durchdrungenen Leistungen als deutscher Pionier in fernen Ländern; 3. Walter von Selve zu Altena i. Westf. in Anerkennung seiner Verdienste um die Förderung der Metallkunde, insbesondere durch seine für das gesamte Verkehrswesen zu Lande, zu Wasser und in der Luft hoch bedeutungsvollen Leistungen auf dem Gebiete der Veredlung und Verarbeitung des Leichtmetall-Baumaterials für Kleinmotoren; 4. dem Professor an der Technischen Hochschule in Charlottenburg Geh. Reg.-Rat Johannes Stumpf in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Ausgestaltung und Neubelebung der Dampfmaschine und um die Erziehung der studentischen Jugend zu verantwortungsbewußten Konstrukteuren.

Berlin. Prof. Dr. R. Edler v. Mises in Dresden hat die Berufung als Ordinarius der Mathematik an die Berliner Universität als Nachfolger Prof. Knopps angenommen.

Bonn. Der o. Professor der Physik Dr. F. Paschen an der Universität Tübingen hat einen Ruf an die Universität Bonn als Nachfolger H. Kaysers angenommen.

Braunschweig. Als Nachfolger von Professor Dr.-Ing. Müller wurde der Konstruktionsingenieur für Elektromaschinenbau von der Technischen Hochschule Charlottenburg Dr.-Ing. Unger als ordentlicher Professor für Elektromaschinenbau an die Technische Hochschule in Braunschweig berufen.

Breslau. Prof. Dr. H. Happel in Tübingen wurde zum Ordinarius der Mathematik an der Universität Breslau als Nachfolger Prof. Hessenbergs ernannt.

Danzig. Professor Dr. Ludwig Prandtl, Direktor des Instituts für angewandte Mechanik an der Göttinger Universität, wurde in Anerkennung hervorragender Leistungen auf dem Gebiete der technischen Elastizitätslehre und der Strömungserscheinungen, insbesondere seiner für die wissenschaftliche Begründung und Entwicklung der Flugtechnik bahnbrechenden Forschungen und Versuche, von der Technischen Hochschule in Danzig zum Doktor-Ingenieur ehrenhalber ernannt.



Freiburg i. B. Von der naturwissenschaftlich-mathematischen Fakultät in Freiburg i. B. wurde der Direktor der Argusmotorenwerke Moritz Straus in Charlottenburg ehrenhalber zum Dr. phil. nat. ernannt.

Göttingen. Der außerordentliche Professor, für Astronomie an der Göttinger Universität Dr. Leopold Ambronn, Observator an der Sternwarte, ist zum ordentlichen Honorarprofessor daselbst ernannt worden.

Göttingen. Als Nachfolger des nach Hamburg übergesiedelten Mathematikers Prof. E. Hecke wurde Prof. Dr. H. Weyl von der Eidgenössischen technischen Hochschule in Zürich nach Göttingen berufen.

Halle. Der o. Professor der Mathematik Dr. Heinrich Jung an der Universität Kiel hat einen Ruf als Nachfolger Prof. Wangerins an die Universität Halle angenommen.

Münster. Prof. Dr. R. Courant, Privatdozent der Mathematik an der Universität Göttingen, wurde als Ordinarius an die Universität Münster als Nachfolger Prof. Killings berufen.

Gesellschaftsnachrichten.

Gesellschaft für technische Physik.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße Nr. 3, mitzuteilen.

Die Mitgliedsbeiträge sind portofrei einzusenden entweder auf das Konto der Gesellschaft für technische Physik Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II.

Sämtliche Zahlungen oder Überweisungen müssen den Vermerk „für das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik" tragen.

Der Beitrag beläuft sich laut Beschluß der Hauptversammlung für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder auf Mk. 30.—, für die auswärtigen Mitglieder auf Mk. 20.—, für Firmen, Korporationen, Institute auf Mk. 100.—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50.— pro Jahr beziehen.

Die nächsten Vortragsabende finden statt (im Großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berliner Str. 172):

Freitag, den 27. Februar 1920, 7½ Uhr: Vortrag des Herrn Dr. Walter Block über

„Die Bestimmung spezifischer Gewichte in der Praxis unter besonderer Berücksichtigung der Aräometer".

Freitag, den 12. März 1920, 7½ Uhr: Vortrag des Herrn Dr. Skaupy über „Edelgaslichtbogenlampen".

Die in den Sitzungen im Physikalischen Hörsaal der Technischen Hochschule Berlin Vortragenden werden gebeten, sich tunlichst einen Tag vor dem Vortrag mit dem Institutsgehilfen Herrn Fränkler in Verbindung zu setzen, falls dessen Hilfe beim Vortrag benötigt wird.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Daiber, Kiel (Ortsgruppe Kiel):
- Dipl.-Ing. F. W. Brusch, Kiel, Schloßstraße 38.
- Firma Friedrich Krupp A.-G., Germaniawerft, Kiel-Gaarden.
- Dr. phil. Wilhelm Rudolph, Kiel, Gerhardtstr. 52.
- Dr. phil. Wilhelm Treitschke, Kiel, Niemannsweg Nr. 81.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. F. Linde, München, Idastr. 20.
- Firma Neufeld & Kuhnke, Kiel, Werk Ravensberg.
- Firma Optische Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abt. Scheinwerferbau, Leutzsch b. Leipzig.
- Herr Dr.-Ing. Otto Petersen, Geschäftsführer des Vereins deutscher Eisenhüttenleute, Düsseldorf, Sybelstraße 1, Schließfach 664.

Seitens des Herrn Dr. K. W. Hausser, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. E. Geissler, bei der Firma Dr. E. F. Huth, Berlin SW. 48, Wilhelmstraße.
- Herr R. V. Gaarz, Charlottenburg, Hebbelstraße Nr. 8, bei der Firma S. & H.
- Herr Dr. S. Loewe, Berlin SW., Gitschiner Straße Nr. 108.
- Herr Dr. H. Walter, Berlin W. 30, Hohenstaufenstraße Nr. 53.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
- Herr Dipl.-Ing. R. Barkow, beratender Ingenieur, Charlottenburg 4, Weimarer Straße Nr. 13.

Seitens des Herrn Dr. Loewe, Berlin:
- Herr Dr. Kessler, Jena.

Seitens des Herrn Dr. Schimank, Hamburg:
- Herr Dr. Haussmann, Hamburg, Eduardstraße 47.
- Herr Dr. Hiemenz, Hamburg, Richardstraße 50a II.
- Herr Dr. Kampf, Bergedorf b. Hamburg, Ernst-Mantius-Str. 22.
- Herr Dipl.-Ing. Knorr, Hamburg, Eilenkamp 10 I.
- Herr Dr.-Ing. Otto Mies, Hamburg 26, Sievekingsallee 56.
- Herr Dr. G. G. Möller, Hamburg-Fuhlsbüttel, Fuhlsbütteler Damm Nr. 137 I.
- Herr Dr.-Ing. Schaefer, Hamburg, Hammersteindamm Nr. 110 II.
- Herr Dr.-Ing. Wasmus, Hamburg-Lokstedt.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen. Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ausschuß für technische Mechanik.

Die Mitglieder der Gesellschaft für technische Physik sind eingeladen, an den Sitzungen des Ausschusses teilzunehmen. Die nächste Sitzung findet statt (im Saal 358 H der technischen Hochschule Charlottenburg):

Montag, den 23. Februar, nachmittags 5 Uhr: Vortrag des Herrn Professor Dr. Hamel über

„Die Methoden und Bedeutung der Vektorenrechnung und ihre Anwendung in der Technik".

Elektrotechnischer Verein.

Der Elektrotechnische Verein hält am Dienstag, dem 9. März 1920, abends 7½ Uhr (pünktlich), in der Technischen Hochschule Charlottenburg, Hörsaal 141, eine außerordentliche Vereinsversammlung ab.

Tagesordnung:

1. Vortrag des Herrn Baumeister Wattmann über „Allgemeines über Schienenstöße. Elektrische Schienenschweißung".
2. Vortrag des Herrn Baumeister Lange über „Allgemeines über Thermitschweißung. Thermitschweißung an Schienen".

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 | Erster Jahrgang | Nr. 3

INHALT:

An unsere Mitglieder!

Mit dem vorliegenden dritten Hefte der „Zeitschrift für technische Physik" glauben wir die Verzögerungen überwunden zu haben, die bei dem Erscheinen der ersten Hefte eingetreten sind, wir hoffen die folgenden Hefte planmäßig am 15. jeden Monats versenden zu können. Aus den erschienenen Nummern werden unsere Mitglieder ein Bild von der Art der Zeitschrift gewonnen und Anlaß zu Beifall oder Kritik gefunden haben. Wir bitten dringend, uns diese Anregungen zukommen zu lassen, damit der weitere Ausbau der Zeitschrift den Herausgebern und der Schriftleitung erleichtert wird und den Wünschen unserer Mitglieder entspricht.

Auch von den „Physikalischen Berichten" sind inzwischen vier Hefte erschienen. Das Bedürfnis der technischen Physiker nach einem solchen Referateblatt war ja ein Hauptanlaß für die Gründung unserer Gesellschaft, und die Hauptarbeit der ersten Monate ist auf die Vorarbeiten für dieses Blatt verwandt worden. Zur Herausgabe erwies sich ein Zusammengehen mit der „Deutschen Physikalischen Gesellschaft" als zweckmäßig, es konnte auf diese Art eine Vereinheitlichung des Physikalischen und Physikalisch-Technischen Referatewesens erreicht werden.

Vielleicht steigt auch bei den „Physikalischen Berichten" mancher Wunsch dem Leser der ersten Hefte auf; denn die Aufgabe liegt hier für Schriftleitung und Referenten besonders schwierig. Wir bitten, diese Wünsche dem Vorstand unserer Gesellschaft eingehend mitzuteilen, insbesondere soweit sie die Vollständigkeit des Gebietes, zumal nach der Seite der Technik hin, die Art der Berichterstattung im allgemeinen oder bestimmter einzelner Referate, den Umfang, die Ausführlichkeit, Unparteilichkeit usw. betreffen. Den Herausgebern und der Schriftleitung ist nützliche Kritik erwünscht, sie wird ihnen erleichtern, das Ziel zu erreichen, das bei der Gründung der „Physikalischen Berichte" vorschwebte.

Der Vorstand der Deutschen Gesellschaft für technische Physik E. V.

Zusammenfassende Berichte.

Hochvakuumpumpen.[1]

Vorgetragen in der Sitzung am 21. November 1919.

Von A. Gehrts.

Nach dem Vorgange Langmuirs versteht man unter Hochvakuum ein Vakuum, in dem die noch vorhandenen Restgase und Dämpfe den Raumladeeffekt nicht merkbar zu kompensieren vermögen. Man denkt sich also im Vakuum eine Anordnung bestehend aus einer Glühkathode (Wolframfaden) und einer zylindrischen, sie umgebenden Anode, wobei ein Elektronenstrom von der Kathode zur Anode übertritt. Das durch diesen Strom erzeugte Feld schwächt im Hochvakuum rückwirkend den übergehenden Strom, so daß ein gewisses mit der Stromstärke zunehmendes Potentialgefälle erforderlich ist, um die gesamte, durch die Temperatur und das Material der Kathode bestimmte Elektronenemission zur Anode herüberzuholen. Bevor dieser Zustand der Sättigung erreicht ist, gilt für den übergehenden Elektronenstrom das von Langmuir und Schottky[1] aufgefundene Gesetz: $i = \text{const.} \cdot V^{3/2}$, der Strom ist proportional der 3/2ten Potenz der Spannung. Sind in dem evakuierten Raume in nennenswerten Mengen noch Restgase vorhanden, so heben die

[1]) Vgl. auch A. Gehrts „Quecksilberdampfstrahlpumpen", Die Naturwissenschaften 7, S. 983—989, 1919.

[1]) I. Langmuir, Phys. Rev. **2**, S. 450, 1913; Phys. Zeitschr. **15**, S. 348 und 516, 1914. — W. Schottky, Ann. d. Phys. **44**, S. 1011, 1914; Phys. Zeitschr. **15**, S. 656, 1914; Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **12**, S. 147, 1915.

durch Stoßionisation gebildeten positiven Ionen die Wirkung des Raumladefeldes ganz oder teilweise auf und das Langmuir-Schottkysche Gesetz verliert seine Gültigkeit. Wegen der größeren Masse der positiven Ionen im Verhältnis zu den Elektronen (etwa 100:1) und der dadurch bedingten geringeren Geschwindigkeit genügt schon eine verhältnismäßig kleine Anzahl positiver Ionen zur Neutralisierung der Raumladung. In guten Verstärker- und Senderöhren kommt auf etwa 100000 Elektronen ein positives Ion (einem Drucke von etwa 10^{-7} bis 10^{-8} mm Quecksilber entsprechend), so daß hier keine merkbare Kompensation der Raumladung zu beobachten ist. Luftpumpen, die ein derartiges Vakuum zu erzeugen vermögen, sollen als Hochvakuumpumpen bezeichnet werden.

Eine Hochvakuumpumpe läßt sich im allgemeinen durch drei Angaben charakterisieren: 1. den Vorvakuumdruck, den sie zum Betriebe erfordert; 2. das Endvakuum, das sie zu erreichen gestattet; und 3. die Sauggeschwindigkeit.

Alle bisher bekanntgewordenen Hochvakuumpumpen erfordern ein günstigstes Vorvakuum von 0,1 bis 0,01 mm Quecksilber. Im erreichbaren Endvakuum unterscheiden sie sich aber beträchtlich. Während die rotierende Quecksilberpumpe von Gaede ein Vakuum zwischen 10^{-5} bis 10^{-6} mm Quecksilber und die Molekularluftpumpe ein Vakuum von etwa 10^{-7} mm Quecksilber erreicht, kennt die Diffusionsluftpumpe Gaedes kein Grenzvakuum. Dasselbe gilt auch von den übrigen Quecksilberdampfstrahlpumpen, die in neuerer Zeit in Weiterentwicklung der genialen Konstruktion Gaedes entstanden sind. Bei der rotierenden Gaede-Quecksilberpumpe ist jenes Grenzvakuum durch geringe Undichtigkeiten der Trommeln, durch ein Mitschleppen kleiner Luftblasen durch das bewegte Quecksilber und durch die Unmöglichkeit, die letzten kleinsten Luftspuren aus den Kammern herauszudrücken, bei der Molekularluftpumpe durch ein festes Verhältnis (annähernd 1:50000) zum Vorvakuum bedingt. Das Endvakuum der Quecksilberdampfstrahlpumpen ist nicht durch irgendwelche Vorgänge in der Pumpe, sondern lediglich durch Vorgänge im Rezipienten (Gasabgabe der Glaswandung und der eingeschlossenen Metallteile usw.) und in der Pumpleitung (Querschnitt der Rohre) bestimmt.

Wegen des niedrigen Grenzvakuum von 10^{-5} bis 10^{-6} mm Quecksilber kann man die rotierende Quecksilberpumpe nicht eigentlich als Hochvakuumpumpe im obigen Sinne ansprechen, wohl aber die Molekularluftpumpe. Die Molekularluftpumpe hat sich in der Technik nur in bescheidenem Maße eingebürgert. Sie ist ein mechanisches Kunstwerk und erfordert als solches sachgemäße Wartung, die man in der Technik nicht immer garantieren kann. Die Technik hatte sich zur Erzeugung von Hochvakua anderer älterer Methoden bedient. Man entfernte die nach dem Abpumpen mittels einer rotierenden Ölluftpumpe oder einer rotierenden Quecksilberluftpumpe noch verbleibenden Restgase auf chemischem Wege [Phosphorverfahren von Malignani[1]), Absorption durch Ca oder Mg nach Soddy[2])] oder durch Absorption in mittels flüssiger Luft gekühlter Kokosnußkohle [Dewar[3])]. So einfach und elegant die chemischen Evakuierverfahren beim Auspumpen von Glühlampen sind, so schwierig lassen sie sich beim Evakuieren von Entladungsröhren, die größere Metallmassen enthalten, verwenden.[4]) Auch das Dewarverfahren ist recht zeitraubend wegen der sorgfältigen Behandlung, die die Kohle erfordert. Zudem ist es, was das Endvakuum anbelangt, nicht immer zuverlässig, weil die Kokosnußkohle den Wasserstoff nur unvollkommen absorbiert.[5]) Aus diesen wenigen Angaben erhellt klar der enorme Fortschritt, den die Technik durch Benutzung der Gaedeschen Diffusionsluftpumpe, der ersten Pumpe, deren Pumpleistung wesentlich nur durch die Vorgänge im Rezipienten begrenzt wird, erzielte.

Ein weiterer für die Praxis ebenso wichtiger Vorteil der Diffusionsluftpumpe und der aus ihr entstandenen Quecksilberdampfstrahlpumpen ist der, daß die Sauggeschwindigkeit der Pumpe bis zum äußersten erreichbaren Vakuum konstant bleibt. Man denke sich einen Rezipienten von V ccm Rauminhalt mit einem Gas vom Volumen v und dem Druck p gefüllt. Aus diesem sauge eine Pumpe in der Zeit dt die Gasmenge dv ab, dann ist nach Gaede[6]) die Sauggeschwindigkeit der Pumpe $S = \frac{dv}{dt}$ oder unter Benutzung des Boyleschen Gesetzes:

$$S = \frac{V}{p} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{V}{t} \log \operatorname{nat} \frac{p_1}{p_2}.$$

In Fig. 1 stellt Kurve a die Sauggeschwindigkeit der rotierenden Quecksilberluftpumpe, Kurve b die der Molekularluftpumpe [nach Versuchen von Gaede[7])] und Kurve c die einer Quecksilberdampfstrahlpumpe von Langmuir dar.

---

[1]) A. Malignani, D.R.P. 82076 vom 11. 2. 1894.

[2]) Fr. Soddy, D.R.P. 179526 vom 20. 3. 1906; Proc. Roy. Soc. London **78** (A) S. 429, 1907.

[3]) J. Dewar, Proc. Roy. Soc. London **74**, S. 126, 1904; K. Scheel u. W. Heuse, Zeitschr f. Instrumentenkd. **29**, S. 46, 1909; E. Hupka, Ann. d. Phys. **31**, S. 169, 1910; A. Gehrts, Ann. d. Phys. **36**, S. 995, 1911.

[4]) Vgl. z. B. D.R.P. Anm. S 49280 vom 25. 11. 1918 der Süddeutschen Telephon-, Apparate-, Kabel- und Drahtwerke A.-G. Nürnberg.

[5]) F. Bergter, Diss. Rostock 1911; J. W. Woodrow, Phys. Rev. **4**, S. 491, 1914.

[6]) W. Gaede, Ann. d. Phys. **41**, S. 365, 1913.

[7]) W. Gaede, Ann. d. Phys. **41**, S. 366, 1913.

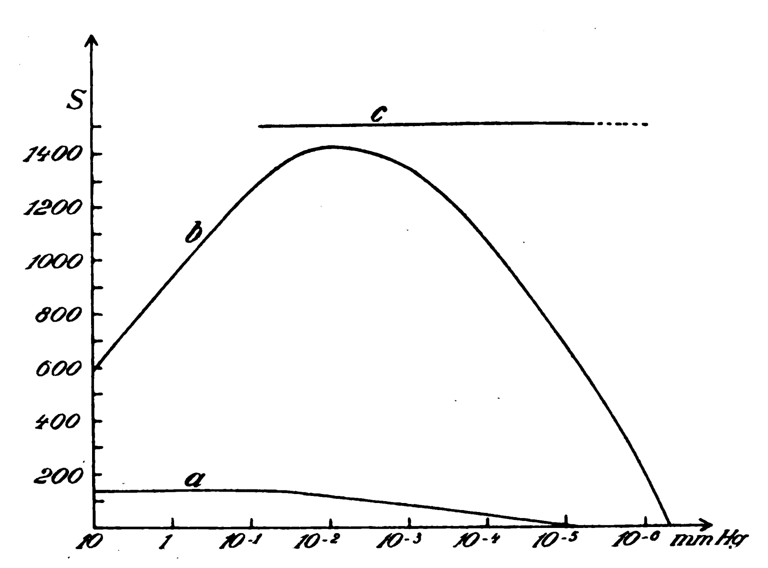


Fig. 1. Sauggeschwindigkeit als Funktion des Druckes.

Die beiden eben geschilderten bedeutsamen Fortschritte gegenüber den älteren Pumpen — das Fehlen eines Grenzvakuum und die Konstanz der Sauggeschwindigkeit — verdanken die Quecksilberdampfstrahlpumpen wesentlich einem höchst wirksamen Abtransport der aus dem Hochvakuum stammenden Gasmoleküle durch einen Quecksilberdampfstrom in das Vorvakuum. In der Diffusionsluftpumpe von Gaede[1]) (Fig. 2) wird dieser Quecksilberdampfstrom durch Erwärmen des Quecksilbers A mittels eines Bunsenbrenners erzeugt. Der Dampf steigt in der Pfeilrichtung längs B empor, wird in dem oberen Teile des Metallzylinders C nach unten umgelenkt und gelangt durch D nach E, wo er in dem Kühler $K_3 K_4$ kondensiert wird und mitgeführte Gasmoleküle an das Vorvakuum V abgibt. Die Kondenströpfchen fallen vom Kühler $K_3 K_4$ nach A zurück. Ein Diffusionsvorgang übermittelt diesem Quecksilberdampfstrom die Gasmoleküle aus dem Hochvakuum. Durch einen oder besser zwei kreisförmige enge Spalte S von 0,04 mm Weite, die mit Hilfe der bei H angedeuteten Schrauben im Stahlzylinder C sorgfältig eingestellt sind, tritt Quecksilberdampf ins Hochvakuum, wird an den Wandungen des Kondensers $K_1 K_2$ niedergeschlagen und kehrt über die Quecksilberrinne G, in der der Stahlzylinder C steht, durch Überlauf nach A zurück. Diesem Quecksilberdampf entgegen diffundiert durch S das Gas aus dem Hochvakuum — bei F wird der Rezipient angeschlossen — und gelangt so in den Quecksilberdampfstrom, der es an das Vorvakuum abgibt. Die Diffusionsluftpumpe saugt sämtliche Gase und Dämpfe mit Ausnahme des Quecksilberdampfes — wie ohne weiteres verständlich — ab. Um auch den Quecksilberdampf im Hochvakuum zu beseitigen, schaltet man unmittelbar vor den Rezipienten eine in flüssiger Luft gekühlte Gasfalle. Extrapoliert man auf Grund der Messungen von Knudsen[1]) über die Dampfspannung von Quecksilberdampf, so erhält man bei -78^0 (Äther-Kohlensäuremischung) einen Wert von etwa 10^{-9} mm Hg und bei -180^0 einen solchen von 10^{-27} mm Hg.

Die Sauggeschwindigkeit der Diffusionsluftpumpe beläuft sich auf etwa 80 ccm/sec. Es leuchtet ein, daß sie eine Funktion der Spaltweite sein muß. Nach der von Gaede entwickelten Theorie der Gegenströmung von Gas und Dampf durch eine enge Öffnung

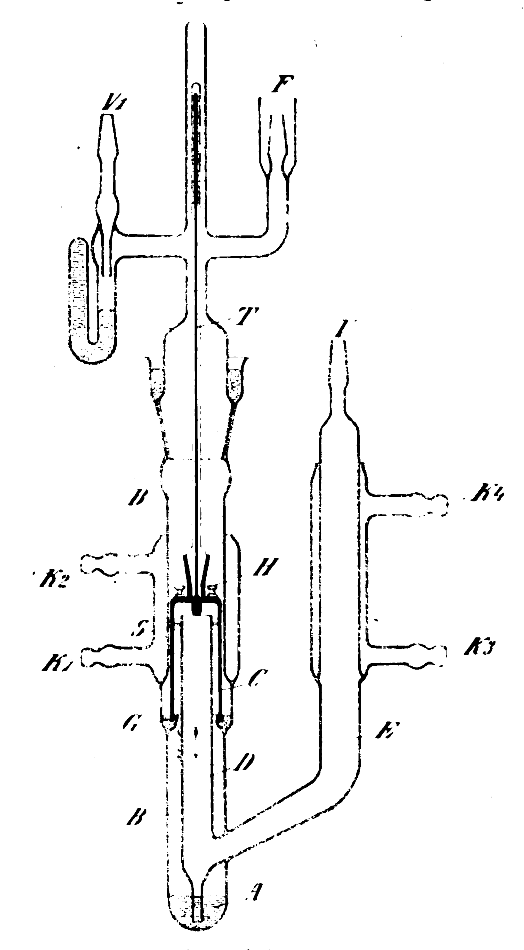


Fig. 2. Diffusionsluftpumpe von Gaede.

[1]) W. Gaede, D. R. P. 286404 vom 25. 9. 1913; Ann. d. Phys. 46, S. 357—392, 1915.

[1]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 29, S. 179–193, 1909.



erhält man die günstigste Saugleistung, wenn die linearen Abmessungen der Spaltöffnung von der Größenordnung der freien Weglänge der Moleküle im Spalt sind und wenn der Quecksilberdampfdruck den Vorvakuumdruck nur wenig übersteigt. Versuche von Gaede haben diese Folgerungen bestätigt. Die Spaltweite muß also nahe gleich der mittleren freien Weglänge der Luftmoleküle im Quecksilberdampf des Spaltes sein. Wird die Spaltweite zu groß, so wird der ins Hochvakuum tretende Quecksilberdampfstrom zu mächtig, so daß die Gasmoleküle nicht merkbar durch ihn hindurchdiffundieren können. Da sich die Dichte des Quecksilberdampfes im Spalte und damit auch die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle in ihm stark mit der Temperatur ändert, so ist naturgemäß auch die Sauggeschwindigkeit beträchtlich von der Temperatur des Quecksilberdampfes abhängig. Fig. 3 Kurve *a* stellt diese Abhängigkeit für einen Spalt von 0,12 mm Weite und ein Vorvakuum von 0,1 mm Hg nach Versuchen von Gaede[1]) dar. Für eine Temperatur von 99° C. (entsprechend 0,27 mm Hg) erreicht die Sauggeschwindigkeit ein Maximum:

$$S = 80 \text{ ccm/sec}.$$

Eine Erhöhung bzw. Erniedrigung der Temperatur des Quecksilberdampfes um ca. 10° bedingt schon eine Erniedrigung der Saugleistung auf etwa den halben Maximalwert. Diese beträchtliche Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von der Temperatur des Quecksilberdampfes, die für die Diffusionsluftpumpe charakteristisch ist, erschwert das Arbeiten mit ihr insofern, als sie eine dauernde Kontrolle des Thermometers *T* (Fig. 2) erforderlich macht.

Die geringe Spaltweite läßt es zweckmäßig erscheinen, das Vorvakuum im Rezipienten nicht durch den Spalt hindurch herzustellen, sondern durch ein eigens für diese Zwecke vorgesehenes Manometerventil V_1, dessen Quecksilber nachher den Rezipienten gegen das Vorvakuum abschließt.

Wollte man die Sauggeschwindigkeit der Diffusionsluftpumpe steigern, und dies erschien namentlich im Hinblick auf die mit der Molekularluftpumpe erzielten hohen Werte sehr erwünscht, so mußte man die engen Diffusionsspalte verlassen. Man mußte den langsamen Diffusionsvorgang durch einen anderen Vorgang ersetzen, der dem Quecksilberdampfstrom die Gasmoleküle aus dem Rezipienten schneller zuführte. Natürlich mußte man an dem wirksamen Abtransport der Gasmoleküle durch den Dampfstrom ins Vorvakuum festhalten. J. Langmuir[2]), der zuerst derartige Überlegungen anstellte, dachte zunächst an die Verwendung des sogenannten Bernoulli-Effektes, die durch eine hohe Strahlgeschwindigkeit gemäß den hydrodynamischen Gesetzen bedingte Druckerniedrigung, wie sie in den Dampfstrahlejektoren verwendet wird. In solchen Ejektoren wird, da der Druck im Strahl niedriger als der Druck in dem zu evakuierenden Behälter ist, das Gas in den Dampfstrahl hineingesogen. In dem Teil des Strahles, wo die Expansion stattfindet, nimmt dann die Geschwindigkeit des Gasdampfgemisches allmählich ab und der Druck steigt entsprechend bis zu dem Werte, der dem Druck in der Kondenskammer entspricht.

Da der Druck im Strahl immer ziemlich beträchtlich sein muß, so liegt es auf der Hand, daß man den Bernoulli-Effekt nicht direkt zur Erzeugung eines Hochvakuums benutzen kann. Andererseits ergaben die Versuche von Langmuir, daß man auch den Bernoulli-Effekt nicht dazu benutzen kann, das Gas aus dem Hochvakuum dem Quecksilberdampfstrahl zuzuführen: so wirksam ein in Luft von Atmosphärendruck eintretender Dampfstrahl ist, so verliert er doch, wenn er in ein Vorvakuum von 0,1 bis 0,01 mm Hg eintritt, vollkommen seine Saugkraft. Der Grund hierfür ist in folgender Erscheinung zu suchen.

Es trete ein Dampfstrahl aus einem geraden engeren Rohr in ein koaxiales weiteres Rohr ein; der ringförmige Raum zwischen den beiden Rohren stehe mit dem Rezipienten in Verbindung. Tritt der Dampfstrahl aus dem engeren Rohr in Luft von Atmosphärendruck, so hat er infolge der Trägheit die Tendenz, den Strahlcharakter beizubehalten. Der Strahl setzt sich auf eine beträchtliche Strecke von der Austrittsstelle aus fast geradlinig fort, ehe er sich in großem Maße mit der umgebenden Luft mischt. Tritt der Strahl dagegen in ein Vakuum von 0,1 bis 0,01 mm Quecksilbersäule, so breitet er sich sofort büschelförmig aus und trifft sehr bald auf die Wandung des weiteren Rohres. Infolge des jetzt überwiegenden Einflusses der Reibung an der Wandung des Austrittsrohres weisen die Moleküle des Dampfstrahles erhebliche Komponenten senkrecht zur Austrittsrichtung auf. Die auf die Wandung des weiteren Rohres auftreffenden Dampfmoleküle kondensieren sich dort. Die dabei freiwerdende Kondenswärme führt zu einer Erwärmung der Rohrwandung und schließlich zur Wiederverdampfung der kondensierten Dampfmoleküle, die nun von der Wandung nach dem Kosinusgesetz nach allen Richtungen hin ausgestrahlt werden und teilweise auch in den ringförmigen Raum zwischen den beiden Rohren gelangen; dort hindern sie die Gasmoleküle an dem Eintritt in den Dampfstrahl. Auf diese Weise

[1]) W. Gaede, Ann. d. Phys. **46**, S. 387, Tabelle V, 1915.

[2]) J. Langmuir, Engl. Patent 105357 vom 10. 3. 1916; Phys. Rev. **8**, S. 48—51, Juli 1916; Journal of the Franklin Institute **182**, S. 719—743, 1916; Gen. El. Rev. **19**, S. 1060—1071, Dez. 1916; Electrician **79**, S. 579—580; 13. Juli 1917.



erklärt sich einfach — Versuche haben diese Anschauungen bestätigt — das Versagen eines in ein Vorvakuum eintretenden Dampfstrahles für Pumpzwecke.

Benutzt man jedoch die Erfahrungen des Maschinenbaues[1]) zur Konstruktion einer geeigneten Dampfstrahlaustrittsdüse, wie dies W. Crawford[2]) in seiner Parallelstrahlpumpe tut, so gelingt es, die störende Dampfexpansion zu umgehen und den Dampfstrahl zur Erzeugung eines Hochvakuum zu verwenden. Die Versuche von de Laval an Düsen von Dampfturbinen haben gezeigt, daß zylindrische oder nach der Mündung zu konvergierende Düsen nur eine Expansion des Hochdruckdampfes auf höchstens 57,7 % des Anfangswertes zulassen. Da es nun bei den Geschwindigkeitsturbinen nach Art der Lavalturbinen wesentlich darauf ankommt, die Spannung des Dampfes möglichst verlustlos in Geschwindigkeit umzusetzen, verwandte de Laval hierfür Düsen, die sich nach der Mündung zu angemessen erweitern. Läßt man durch eine solche Düse Hochdruckdampf strömen, so kann man eine vollständige Expansion des Dampfes auf Atmosphärendruck oder, wenn Kondensationsbetrieb vorliegt, auf die Kondensatorspannung erreichen. Der austretende Strahl ist dann ein sogenannter Parallelstrahl, d. h. alle Teilchen des Strahles haben gleiche und gleichgerichtete Geschwindigkeit; die Mündungsfläche der Düse ist eine Fläche konstanten Druckes. Die Düse muß so konstruiert sein, daß weder Verdichtungsvorgänge innerhalb der Düse (zu enge Düse), noch Schwingungsvorgänge im austretenden Strahl (zu weite Düse) vorhanden sind; die Konizität der Düse ist

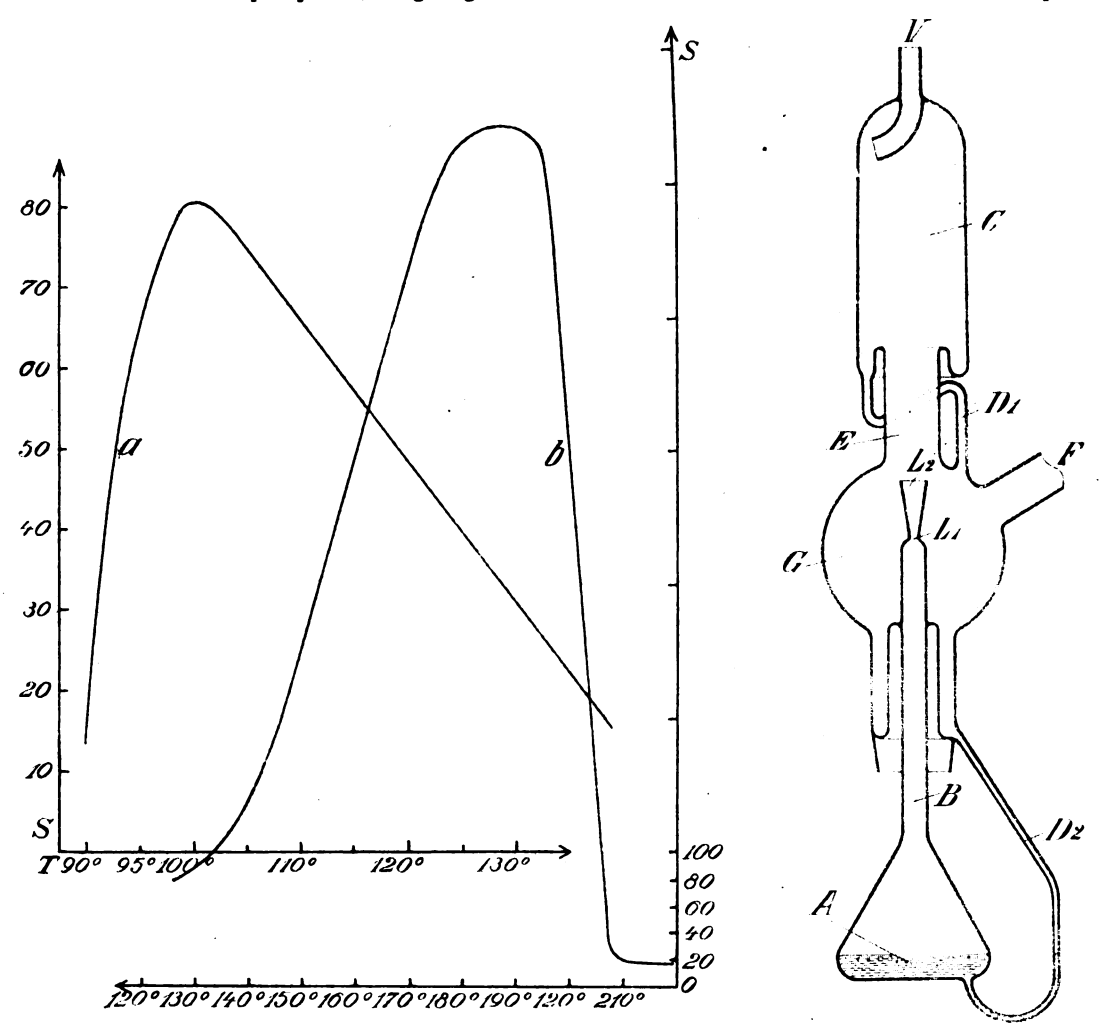


Fig. 3. Sauggeschwindigkeit als Funktion der Quecksilbertemperatur.

Fig. 4. Parallelstrahlpumpe von Crawford.

[1]) Vgl. z. B. W. Gentsch, Dampfturbinen Hannover 1905. S 240 ff. und G. Flügel, Die Düsencharakteristik. Forschungsarbeiten a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens, Nr. 217, 1919.

[2]) W. Crawford, Phys. Rev. 10, S 557—563, Nov. 1917.

richtig, wenn der sich expandierende Dampf die Düse überall gerade ausfüllt. Als einzige Verlustquelle darf nur die Wandreibung in Betracht kommen; mit Rücksicht auf sie wählt man den Düsenwinkel praktisch etwas größer.

Ein solcher Parallelstrahl, in dem die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Strahlrichtung fast vollkommen verschwunden sind, eignet sich recht gut zur Erzeugung eines Hochvakuum. Ein Gasmolekül, das sich in Richtung des Strahles bewegt, kann leicht in ihn eindringen, während der Wiederaustritt ihm infolge der dabei stattfindenden zahlreichen Zusammenstöße fast zur Unmöglichkeit wird. Auf diesen Vorgängen beruht die Parallelstrahlpumpe von W. Crawford (Fig. 4). Es ergibt sich aus den obigen Überlegungen bereits, daß die Parallelstrahlpumpe keinen engen Spalt, der Hochvakuum und Vorvakuum trennt, benötigt, sondern vielmehr eine möglichst große Berührungsfläche des Parallelstrahls mit dem Hochvakuum.

Das bei A (Fig. 4) lebhaft siedende Quecksilber gibt einen Dampfstrom ab, der durch die konisch nach außen divergierende Düse $L_1 L_2$, die nach Art der Laval-Düsen konstruiert ist, austritt. Der engste Querschnitt L_1 bestimmt die hindurchtretende Dampfmenge. Das Verhältnis L_2 zu L_1 richtet sich nach dem Betrage der Expansion. Bei den Versuchen von Crawford mißt z. B. der Druck im Siedegefäß 18 mm und der im Vorvakuum 0,1 mm, wobei sich das Verhältnis der Querschnitte auf etwa 30 beläuft. Nach dem Austritt aus der Düse passiert der Parallelstrahl das Dampfleitungsrohr E, nachdem er mit dem Hochvakuum G, an das der Rezipient bei F angeschlossen ist, in Berührung gekommen ist. Der Dampfstrahl wird dann in dem luftgekühlten Kondensraum C mit Vorvakuumanschluß V kondensiert. Die Kondenströpfchen kehren durch $D_1 D_2$ nach A zurück. Da der die Düse verlassende Dampfstrahl ein Parallelstrahl ist, hat das Dampfleitungsrohr E nur einen verschwindend kleinen Einfluß auf ihn. Deshalb stört auch eine zusätzliche Erwärmung von E die Wirkung der Pumpe nicht. Die an der Wandung von E sich kondensierenden und wieder verdampfenden Quecksilberdampfmoleküle werden durch den Strahl selbst mit fortgeführt. Trotzdem gelangen noch geringe Mengen Quecksilberdampf in den Raum G und kondensieren sich dort, vermutlich vor allem deshalb, weil die Mündungsfläche der Düse nicht ganz eine Fläche konstanten Druckes ist — wie sie es im Idealfalle sein müßte — und weil die Fläche $p = p_v$ (p_v Druck im Vorvakuum) etwas nach außen konvex die Mündungsfläche überwölbt. Die Wirkung der Pumpe wird hierdurch nicht merkbar geschädigt.

Die Parallelstrahlpumpe pumpt genau wie die Diffusionsluftpumpe sämtliche Gase und Dämpfe ab. Bei guter Konstruktion erreicht sie eine Sauggeschwindigkeit von $S = 1000$ ccm/sec und mehr. Charakteristisch für die Parallelstrahlpumpe ist außer der Düsenkonstruktion das Fehlen der engen Diffusionsspalte und das Fehlen von kondensierenden wassergekühlten Oberflächen; die Pumpe ist ausschließlich luftgekühlt. Da durch die Querschnitte der Düsenmündung und der engsten Stelle der Düse der Betrag der Expansion und damit auch das Verhältnis von Druck im Siedegefäß zum Vorvakuumdruck festgelegt ist, so muß die Sauggeschwindigkeit der Pumpe vom Druck, d. h. von der Temperatur des Quecksilbers im Siedegefäß abhängen. Tatsächlich zeigt die Parallelstrahlpumpe ein wenn auch nicht sehr spitzes Maximum der Sauggeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur. Fig. 3 Kurve b gibt eine graphische Darstellung dieser Temperaturabhängigkeit nach Versuchen von W. Crawford.[1] Die Parallelstrahlpumpe ähnelt in dieser Beziehung der Diffusionsluftpumpe von Gaede.

Nach den Anschauungen Langmuirs ist das Versagen eines aus einer zylindrischen Öffnung in ein Vorvakuum austretenden und sich expandierenden Dampfstrahls für Pumpzwecke auf das Wiederverdampfen der an den Wandungen des äußeren Rohres kondensierten Dampfmoleküle zurückzuführen. Bestätigt sich diese Anschauung, so muß sich dies Versagen dadurch beheben lassen, daß man für schnelle Abfuhr der Kondenswärme durch starke Wasserkühlung der Kondensflächen sorgt und das Wiederverdampfen einmal kondensierter Moleküle auf diese Weise verhindert. Zweckmäßig ordnet man die Kondensflächen außerdem so an, daß die Quecksilberdampfmoleküle möglichst tangentiell auf sie auftreffen. Auf dem Wege von der Austrittsstelle aus dem inneren engeren Rohr zur Wandung des weiteren äußeren Rohres stoßen dann die Dampfmoleküle mit den durch den ringförmigen Raum aus dem Hochvakuum austretenden Gasmolekülen zusammen und erteilen ihnen eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung vom Hochvakuum weg. Die Gasmoleküle werden so gegen die Wandung des äußeren Rohres gepreßt und durch das Bombardement der nachfolgenden Dampfmoleküle an dieser entlang in das Vorvakuum getrieben. Je dichter der Dampfstrahl ist, desto größer kann der Vorvakuumdruck sein, gegen den diese Austreibarbeit geleistet werden muß.

Von diesen Überlegungen ließ sich Langmuir[2]) bei der Konstruktion seiner Dampfstrahlpumpe leiten, der er, wegen der Bedeutung der Kondensflächen für den Pumpvorgang, den Namen „Kondensationspumpe" gegeben hat. Nach mehreren Verbesserungen hat Langmuir schließlich der

[1]) W. Crawford, l. c. Beobachtung 6—16 umgerechnet nach den Dampfdruckangaben von M. Knudsen.

[2]) J. Langmuir, l. c.



Kondensationspumpe im wesentlichen die aus Fig. 5 ersichtliche Gestalt verliehen. Der Quecksilberdampfstrahl wird durch Erwärmen des in dem Siedegefäß befindlichen Quecksilbers *A* mittels eines Bunsenbrenners, eines elektrischen Ofens oder eines Ölbades erzeugt, wird durch das thermisch isolierte Rohr *B* zur Austrittsstelle *L* geleitet und an der Wandung des mit einem Wassermantel $K_1 K_2$ versehenen Kondensers *C* kondensiert. Das Kondensquecksilber kehrt über *D* nach *A* zurück. Das Vorvakuum ist bei *V*, der Rezipient bei *F* angeschlossen.

Die Kondensationspumpe hat eine Sauggeschwindigkeit, die mit zunehmender Größe der Pumpe wächst und in den üblichen Dimensionen sich für Luft auf 1500 ccm/sec bis 3000 ccm/sec beläuft. Im Gegensatz zur Diffusionsluftpumpe und zur Parallelstrahlpumpe weist sie keine kritische Temperatureinstellung des siedenden Quecksilbers auf, ein für die Praxis nicht zu unterschätzender Vorteil. Die Sauggeschwindigkeit bleibt praktisch konstant, wenn man die dem Quecksilber zugeführte Wärmemenge beträchtlich, z. B. auf das Doppelte, steigert; die Pumpe fängt dann schon bei höherem Vorvakuumdruck zu arbeiten an, wie aus dem obigen ohne weiteres verständlich. Je nach der dem Quecksilber zugeführten Heizenergie erfordert die Kondensationspumpe ein Vorvakuum von 0,5 bis 0,05 mm Hg, bei dem sie gerade zu arbeiten anfängt; zweckmäßig wählt man in der Praxis ein etwas höheres Vorvakuum, 0,1 bis 0,01 mm Hg. Um die Vorpumpe nicht dauernd laufen zu lassen, schaltet man in das Vorvakuum ein größeres Puffervolumen ein.

Die außerordentlichen Vorzüge der Kondensationspumpe — die hohe Sauggeschwindigkeit, die gedrungene Gestalt, Fehlen eines Grenzvakuum und Konstanz der Sauggeschwindigkeit — haben naturgemäß zu zahlreichen Änderungs- und Verbesserungsvorschlägen geführt. Zum Teil zielen diese Änderungsvorschläge, wie die von Ch. T. Knipp[1]) und W. C. Baker[2]), auf Erleichterung und Vereinfachung der Glasbläserarbeit namentlich im Hinblick auf die zuerst bekannt gewordene Ausführungsform von Langmuir hin. Doch dürfte es schwer sein, eine glasblastechnisch noch einfachere Form, als die in Fig. 5 skizzierte, anzugeben. Die dort vorgesehene räumliche Trennung von Siedegefäß und Kondenser bietet außerdem die für die Praxis wichtige Möglichkeit einer leicht auszuführenden Reparatur. Man hat sich auch bemüht, Hochvakuumpumpen zu konstruieren, die schon mit der Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe arbeiten. Langmuir hat bereits eine Pumpe konstruiert, die auf einer Kombination des Injektorprinzips mit dem Kondensationsprinzip beruht, und die bei 20 mm Vorvakuum als Hochvakuumpumpe wirkte. Ch. A. Kraus[3]) und M.

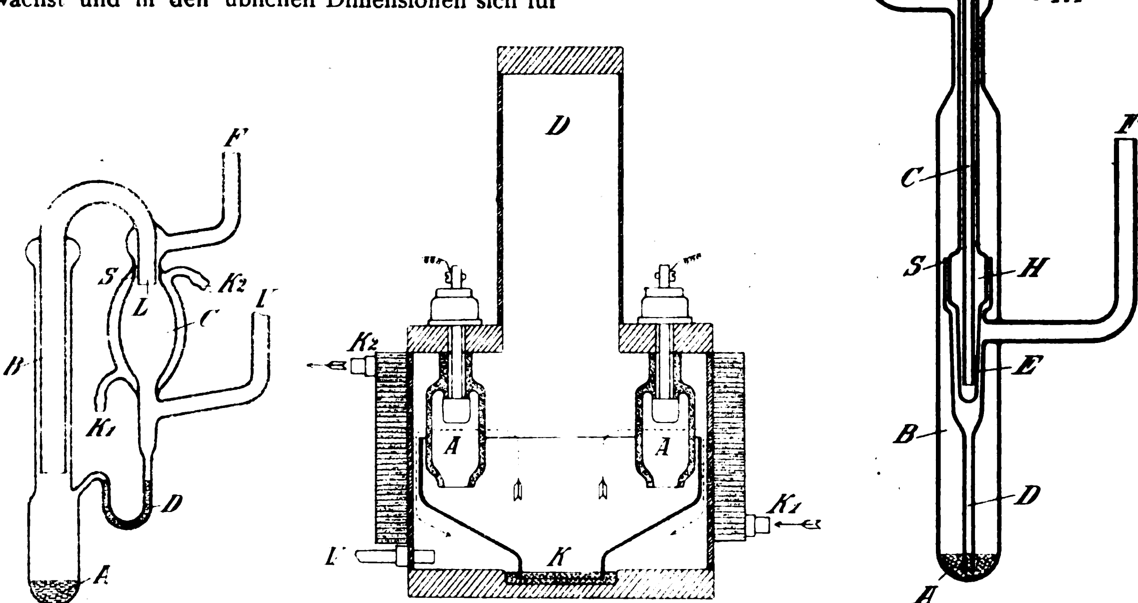


Fig. 5. Kondensationspumpe nach Langmuir.

Fig. 6. Quecksilberdampfgleichrichter der Gleichrichter-A.-G. unter Verwendung des Kondensationspumpenprinzips.

Fig. 7. Kondensationspumpe von Gaede.

[1]) Ch. T. Knipp, Phys. Rev. **9**, S. 311—313, April 1917.
[2]) W. C. Baker, Phys. Rev. **10**, S. 642—644, Dez. 1917.
[3]) Ch. A. Kraus, Journ. Amer. Chem. Soc. **39**, S. 2183—2186, 1917.

Volmer[1]) haben es vorgezogen, zwei Kondensationspumpen zu diesem Zwecke in Reihe zu schalten. Die Kondensationspumpe ist ferner von Langmuir[2]) mit gutem Erfolg in Metall ausgeführt.

Eine sinnreiche Anordnung zur Evakuierung der Quecksilberdampf-Großgleichrichter unter Verwendung des Kondensationsprinzips hat die Gleichrichter-A.-G. Glarus[3]) erdacht (Fig. 6). Der zwischen den in einem Kreise angeordneten Anoden und der Kathode brennende Lichtbogen von mehreren Hundert Amp. Stromstärke wird gleichzeitig zum Evakuieren benutzt. Die an der Kathode vorgesehene trichterförmige Schutzwand, die ein Übergreifen der Kathodenflamme auf die äußere Metallwand verhindern soll, ermöglicht einen Kreislauf des Quecksilbers wie bei der Kondensationspumpe. Der an der Kathode durch den Lichtbogen erzeugte Quecksilberdampf strömt teilweise in den oberen Dom, teilweise aber auch an den Anoden vorbei über die Schutzwand hinweg zur äußeren wassergekühlten Wandung, wo er kondensiert wird. Hierbei nimmt er die im Gleichrichter befindlichen bzw. freiwerdenden Gasreste mit und drückt sie an diesen Kondensflächen entlang. Das Kondensquecksilber fällt zu Boden und kehrt unter dem Kathodentrichter hindurch zur Kathode zurück. Schließt man also unterhalb der Kondensflächen $K_1 K_2$ eine gute Vorvakuumpumpe, etwa eine rotierende Ölluftpumpe an, so genügt diese, wegen der dann einsetzenden Selbstvakuierung des Gleichrichters, zur Erzeugung des erforderlichen Hochvakuum.

Es ist interessant, daß bereits im Jahre 1904 Alfred Magnus[4]) eine Apparatur, ganz ähnlich der Kondensationspumpe von Langmuir (Fig. 5), gelegentlich seiner Untersuchungen über die in Quecksilberelektroden okkludierten Gase benutzt hat. Er destilliert Quecksilber in einem Kolben, leitet den Quecksilberdampfstrom durch ein zylindrisches, U-förmiges Rohr, läßt ihn aus diesem abwärts gerichtet in ein weiteres vorevakuiertes Zylinderrohr treten, in dem er den Dampf kondensiert. Dabei beobachtet er, daß diese Anordnung als Pumpe wirkt, sobald der Vorvakuumdruck 0,1 mm oder weniger beträgt. Doch hat Magnus den hohen technischen Wert seiner Beobachtung damals nicht erkannt, und da seine Arbeit nur als Dissertation und nicht in einer Zeitschrift veröffentlicht, also nur einem kleinen Kreise bekannt wurde, mußte erst die Arbeit Gaedes über die Diffusionsluftpumpe hier bahnbrechend wirken, in der erstmalig ein Quecksilberdampfstrom für Pumpzwecke verwendet wird.

Seit Juli 1917 bringt die Firma Leybolds Nachfg. Cöln eine Neukonstruktion der Gaedeschen Diffusionsluftpumpe auf den Markt, die in Fig. 7 schematisch dargestellt ist und die man wohl zweckmäßiger als Kondensationspumpe bezeichnet. Jedenfalls trägt sie alle Merkmale einer solchen: Die hohe Sauggeschwindigkeit $S = 2000$ bis 3000 ccm/sec, bedingt durch die Verwendung weiter Spalte (1 bis 3 mm) zwischen Vorvakuum und Hochvakuum; das Vorhandensein stark wir-

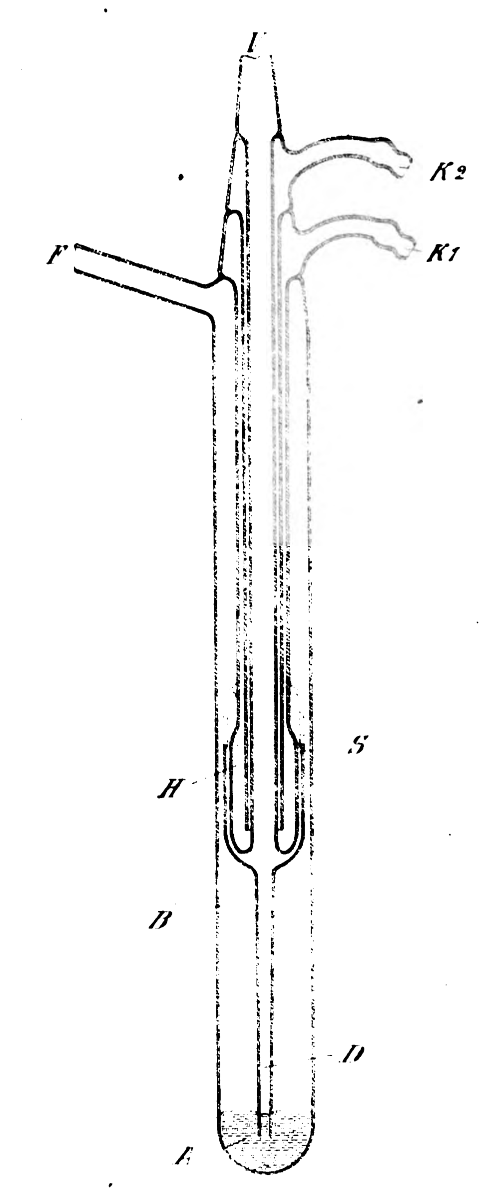


Fig. 8. Kondensationspumpe (Siemens & Halske).

[1]) M. Volmer, Chem. Ber. **52**, S. 804—809, 1919 D. R. P. Anm. V 14183 vom 8. 5. 1918.

[2]) J. Langmuir, l. c.; auch Gleichrichter-A.-G. Glarus G. M. 706695 vom 19. 10. 1917.

[3]) Gleichrichter-A.-G. Glarus, D. R. P. 307272 vom 23. 8. 1917 und G. M. 687739.

[4]) Alfred Magnus, Diss. München 1905; Chem Ber. **52**, S. 1194, 1919.

kender Kondensflächen (Kondenser C mit Wasserkühlung $K_1 K_2$ und luftgekühlte obere Wandung von B), auf die der Quecksilberdampfstrahl nahe tangentiell auftrifft; sowie beträchtliche Unabhängigkeit von der Temperatur des Quecksilbers A im Siedegefäß. Der Quecksilberdampfstrom steigt von A längs der unteren Wandung von B aufwärts, nimmt bei S die Moleküle aus dem Hochvakuum F mit und treibt sie am Kondenser C entlang, wo er kondensiert wird, in das bei V angeschlossene Vorvakuum hinein. Das Kondensquecksilber kehrt größtenteils durch den Spalt S und das Rohr D nach A zurück.

Wie Versuche ergaben, wird die Wirksamkeit der Pumpe durch diese Rückführung des Kondensquecksilbers durch S und D nach A bei stärkerer Erhitzung des Quecksilbers A beeinträchtigt. Einmal dürften die in Höhe etwas über S im Dampfstrom schwebenden Kondenströpfchen und ebenso auch der seitliche Anschluß zum Rezipienten zu Wirbeln Anlaß geben, die die freie Entwicklung des Quecksilberdampfstrahls behindern und damit die Gasabgabe bei S an den Dampfstrahl erschweren. Andererseits gibt die in D befindliche freie heiße Quecksilberoberfläche Dämpfe direkt ins Hochvakuum ab, zu deren Kondensation bei stärkerer Erhitzung des Quecksilbers A der ins Hochvakuum ragende Kühlansatz E nicht mehr ausreicht. Hieraus erklärt sich das Versagen der Pumpe bei zu starker Erhitzung des Quecksilbers und die nur bedingte Temperaturunabhängigkeit.

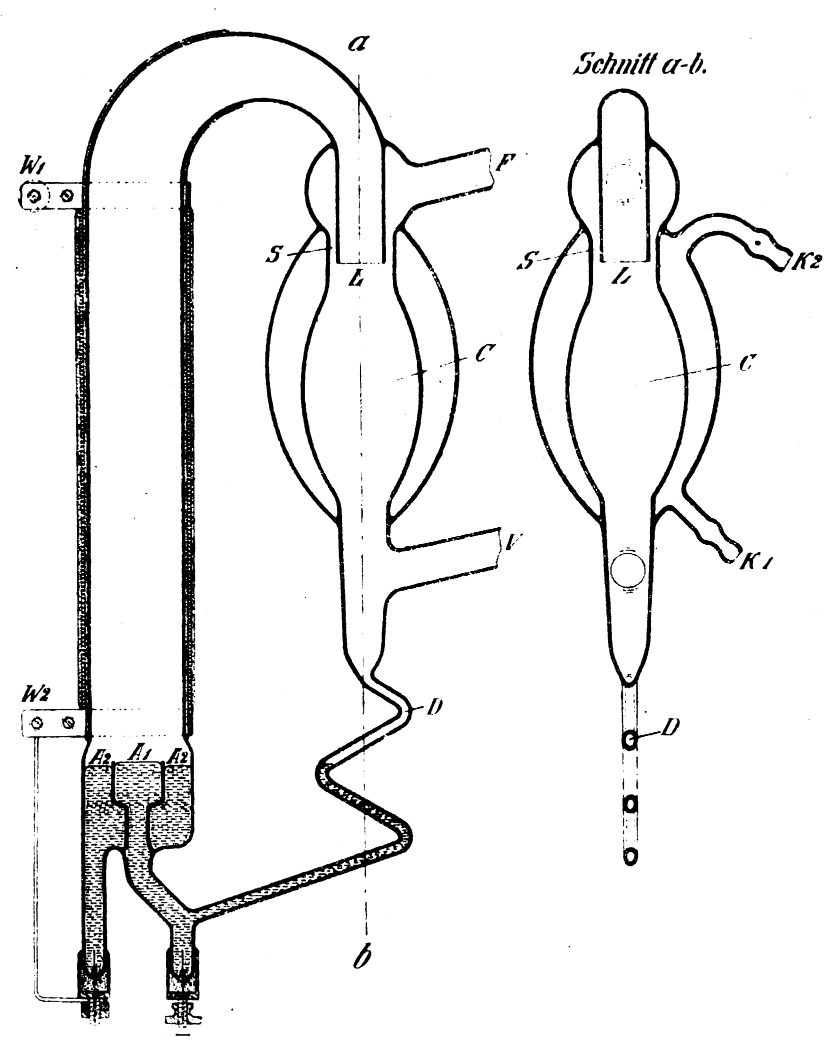


Fig. 9. Kondensationspumpe von Siemens & Halske mit Lichtbogenheizung.

Die erwähnten beiden Nachteile vermeidet teilweise eine Konstruktion von P. Scholz, Wernerwerk Siemens & Halske (Fig. 8). Das Hochvakuum wird hier durch den Kondenser C hindurch von oben eingeführt. Dadurch wird eine Kühlung des Hochvakuum auf eine längere Strecke erzielt, und es gelingt so leichter, die aus D emporsteigenden Dämpfe unschädlich zu machen. Gleichzeitig wird die Wirbelbildung an dem seitlichen Anschluß zum Hochvakuum vermieden und auch die glasblastechnisch schwierige Doppeleinschmelzung der Anschlußleitung F umgangen. Tatsächlich ist diese Pumpe etwas weniger empfindlich gegen Überhitzung, aber doch nicht so wie die Langmuirpumpe Fig. 5, die ganz unabhängig von etwaiger Überhitzung wirkt und auch für den Glasbläser leichter herzustellen ist.

Alle bisher beschriebenen Hochvakuumpumpen leiden unter dem Nachteile der unvollkommenen Heizung. Zum Erhitzen des Quecksilbers im Siedegefäß verwendet man gewöhnlich Bunsenbrenner oder elektrische Öfen. Elektrische Öfen haben den Nachteil einer gewissen Trägheit; es dauert meist etwa 15 min oder noch länger, bis die Pumpe hinreichend Dampf entwickelt. Bei Bunsenbrennern tritt leicht ein Springen der Glaswand namentlich bei schwankendem Gasdruck ein. Bei beiden Heizarten gelangt jedenfalls bei einem

Springen des Siedegefäßes, womit man immer gelegentlich rechnen muß, Quecksilber auf stark erhitzte Teile und verdampft in den Arbeitsraum. Diese gesundheitsschädliche Verdampfung des Quecksilbers wird vermieden, wenn man den Quecksilberlichtbogen als Quecksilberdampferzeuger verwendet.

Die erwähnte Idee ist meines Wissens zuerst von Jones und Russell[1]) (September 1917) ausgeführt, ohne daß sie jedoch über das Stadium eines Versuches wesentlich hinausgekommen sind. Sie benutzen als Stromzuführung zwei Barometersäulen und verwenden die Apparatur gleichzeitig zum Destillieren von Quecksilber. In neuerer Zeit ist dieser Gedanke von der Firma Siemens & Halske A.-G. Wernerwerk wieder aufgegriffen und zur Konstruktion einer Quecksilberlichtbogenpumpe unter Anlehnung an die Kondensationspumpe von Langmuir verwendet worden. Um die konstruktive Durchbildung dieser Pumpe hat sich Herr P. Scholz, K-Glasbläserei, verdient gemacht.

Fig. 9 bringt eine Schnittzeichnung einer nach diesem Prinzip gebauten Pumpe.[2]) Im Grundprinzip stellt die Pumpe eine Vereinigung der Pérot-Fabry-Lampe mit der Kondensationspumpe dar. Zwischen der Kathode A_1 und der sie ringförmig umgebenden Anode A_2 wird durch geringes Erschüttern ein Lichtbogen gezündet. Das Quecksilber steht in A_2 etwa 1 mm tiefer als in A_1. Infolge der starken Erwärmung durch das Kathodenbüschel verdampft im wesentlichen nur Quecksilber aus der trichterförmigen Kathode A_1. Führt man also das Kondensquecksilber durch das Rücklaufrohr D der Kathode A_1 wieder zu, so erzielt man einen stetigen Lichtbogen. Aus diesem Grunde ist es auch zweckmäßig, die Oberfläche des Kathodentrichters nicht zu groß zu wählen und die Kathode als Innenelektrode zu benutzen. Mit dem Lichtbogen läßt sich leichter als unter den bisher üblichen Heizbedingungen ein kräftiger Dampfstrom erhalten. Aus diesem Grunde muß man auf hinreichend große Kondensflächen im Kondenser C Wert legen. Dies bedingt wiederum eine Verlängerung des Dampfleitungsrohres B. Um durch vorzeitige Kondensation in dem Dampfleitungsrohr B keine Verluste zu erleiden, genügt hier nicht wie bei der Langmuirpumpe ein Umwickeln mit Asbestschnur, sondern man bringt vorteilhaft einen Teil des Vorschaltwiderstandes $W_1 W_2$ unter Unterlegen einer Asbestschicht auf dem Dampfleitungsrohr B an. Der Lichtbogen selbst erfordert nur eine Stromstärke von 3—4 Amp. und eine Klemmenspannung von 15 Volt. Da man die Pumpe aber gemeinhin an ein Netz von 110 Volt oder 220 Volt anschließen wird, braucht man einen Vorschaltwiderstand, dessen Wärme man so — teilweise wenigstens — nutzbringend verwenden kann. Um einen kräftigeren Dampfstrahl zu erhalten, kann man die Stromstärke im Bogen auch auf 5 Amp. und mehr steigern.

Die Kondensationspumpe mit Lichtbogen als Quecksilberdampferzeuger beginnt etwa 2 min nach Zündung des Lichtbogens zu arbeiten. Schaltet man den Heizwiderstand $W_1 W_2$ nicht mit dem Lichtbogen in Reihe, sondern beschickt ihn getrennt mit Strom, so fängt die Pumpe noch etwas schneller zu wirken an. Das Einsetzen der Pumpwirkung macht sich an dem Auftreten des blauen Dampfleuchten an der Austrittsstelle L bemerkbar.

Die Sauggeschwindigkeit der Pumpe ist von derselben Größenordnung wie die der Langmuirpumpe; Werte von 2000 bis 3000 ccm/sec für Luft lassen sich leicht erreichen. Die Höhe der Sauggeschwindigkeit ist wesentlich durch die Spaltweite bestimmt. Infolge des Widerstandes, den dieser ringförmige Strömungskanal der durchströmenden Luft bietet, kann in der Zeiteinheit bei konstanter Temperatur und konstantem Druckgefälle (etwa 1 dyn/cm²) nur eine bestimmte maximale Menge Q durch ihn hindurchfließen. Die Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von der Spaltweite kann man leicht überschauen, wenn man den Strömungswiderstand des Spaltes überschläglich ausrechnet. Nach Knudsen[1]) ist der Widerstand W für zylindrische Rohre mit kreisförmigem Querschnitt durch den Ausdruck gegeben:

$$W = \frac{3\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} \int_0^L \frac{s}{f^2}\, dl = 0{,}4700 \int_0^L \frac{s}{f^2}\, dl,$$

wo s die Begrenzung und f die Fläche eines Normalschnittes und L die Länge des Strömungskanals bedeuten. Diesen Ausdruck kann man angenähert für den vorliegenden ringförmigen Strömungskanal benutzen.[2]) Es wird dann:

$$s = 2\pi(2r + S),$$

$$f = \pi S(2r + S),$$

$$W = 0{,}4700 \int_0^L \frac{2}{S^2(2r + S)\pi}\, dl$$

$$= 0{,}4700 \frac{2}{S^2(2r + S)\pi} L$$

$$= 0{,}2992 \frac{L}{S^2(2r + S)}$$

[1]) L. T. Jones und H. O. Russel, Phys. Rev. **10**, S. 301—304, Sept. 1917.

[2]) Die Pumpe (D.R.P. angem.) wird auf Wunsch von Siemens & Halske Wernerwerk Abtlg. K geliefert.

[1]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. **28**, S. 76, 1909.

[2]) Es handelt sich nur um eine Überschlagsrechnung; eine einwandfreie Berechnung des Widerstandes W muß die von M. v. Smoluchowki, Ann. d. Phys. **33**, S. 1559, 1910, hervorgehobenen Gesichtspunkte berücksichtigen.

($2r$ Durchmesser der Austrittsdüse, S Spaltweite). Die Gültigkeit dieser Formel ist an das Vorhandensein einer Molekularströmung gebunden, d. h. es muß die Weite oder Breite des Strömungskanals im Verhältnis zu seiner Länge und zur mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle verschwindend klein sein. Aus dem Beobachtungsmaterial von Knudsen geht hervor, daß diese Bedingung für zylindrische Rohre erfüllt ist, wenn die mittlere freie Weglänge nicht kleiner als $^4/_{10}$ des Röhrendurchmessers ist. Auf den ringförmigen Strömungskanal übertragen, würde das näherungsweise bedeuten: es muß die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle größer als der halbe Durchmesser des Ringes sein. Nun ist für Luft von Zimmertemperatur bei einem Druck von p dyn/cm² die mittlere freie Weglänge $\lambda = 8{,}6/p$ cm. Die Gleichung gilt also sicher für alle Drucke unter etwa $7 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, einen Wert, den man bequem mit einer Doppelölluftpumpe (etwa dem Modell von Siemens & Halske) als Vorpumpe erreicht.

Rechnet man den Strömungswiderstand W des Ringes nach der obigen Formel für die üblichen Dimensionen der Pumpe ($2r = 18$ mm) und für Spaltweiten von $S = 0{,}5$, 1 und 2 mm aus, so findet man die Werte $W_{0,5} = 3{,}74$; $W_1 = 15{,}75$; $W_2 = 62{,}99$. Die in der Zeiteinheit unter dem Einfluß der Druckdifferenz $p_1 - p_2$ hindurchströmende Menge Q ist dann:

$$Q = \frac{p_1 - p_2}{W\sqrt{\varrho_1}},$$

wo ϱ_1 das spezifische Gewicht (g pro ccm) des Gases beim Drucke 1 dyn/cm² ist. Setzt man für ϱ_1 den Wert $\varrho_1 = \frac{M}{RT}$ aus dem Gasgesetz ein, so wird:

$$Q = \frac{p_1 - p_2}{W}\sqrt{\frac{R \cdot T}{M}},$$

(M Molekulargewicht, T absolute Temperatur des Gases, Gaskonstante $R = 82{,}9 \cdot 10^6$ erg/grad). Für Luft ($M = 28{,}8$, $T = 293^0$) folgt hieraus bei dem Druck von 1 dyn/cm²:

$$Q = \frac{29{,}04 \cdot 10^3}{W}$$

oder für Spaltweiten von 0,5; 1 und 2 mm:

$$Q_{0,5} = 461\,, \quad Q_1 = 1850\,, \quad Q_2 = 7770\,.$$

Ist p_1 der Druck beim Eintritt in die Pumpe (auf der Hochvakuumseite) und ist S_1 die Sauggeschwindigkeit der Pumpe, dann ist[1]):

$$S_1 p_1 = \frac{d(pV)}{dt} = Q$$

unter der Voraussetzung, daß die Pumpe kein Grenzvakuum kennt. Für den Druck $p_1 = 1$ dyn/cm² wird also S_1 numerisch gleich Q. Die drei berechneten Werte

$Q_{0,5} = 461$, $Q_1 = 1850$, $Q_2 = 7770$ ccm pro sec stellen somit die obere Grenze für die Sauggeschwindigkeit der Pumpe bei verschiedenen Spaltweiten dar. Denn außer dem Strömungswiderstand im Spalt muß man bei einer vollständigen Berechnung auch noch den Strömungswiderstand in dem Kondensraum berücksichtigen, wo die Luft aus dem Rezipienten und der Quecksilberdampf aneinander vorbeigleiten bzw. sich mischen.

Andererseits hängt die resultierende Sauggeschwindigkeit auch von den Dimensionen der Rohrleitung ab, worauf zuerst Knudsen[1], später Gaede[2]) und Langmuir[3]) hingewiesen haben. Der Strömungswiderstand einer zylindrischen Rohrleitung ist $W\sqrt{\varrho_1}$ und der der Pumpe $1/S_1$. Dann berechnet sich die resultierende Sauggeschwindigkeit S_2 aus[4]):

$$\frac{1}{S_2} = \frac{1}{S_1} + W\sqrt{\varrho_1}\,.$$

Weiter ergibt sich in zylindrischen Rohren und für Luft ($M = 28{,}8$, $T = 293^0$) nach Langmuir[5]) die hindurchströmende Menge Q_1 zu:

$$Q_1 = 12130\frac{D^3}{L}(p_1 - p_2)\,.$$

Nimmt man zwischen Pumpe und Rezipient eine Rohrleitung von 50 cm Länge und 15 mm lichte Weite an, so erhält man hiernach für Q_1 einen Wert $Q_1 = 745(p_1 - p_2)$ und für $W\sqrt{\varrho_1}$ (bei $p_1 - p_2 = 1$ dyn/cm²) $W\sqrt{\varrho_1} = \frac{1}{745}$.

Aus diesen Angaben ersieht man leicht, daß man zur vollen Ausnutzung der Sauggeschwindigkeit der Pumpen einmal möglichst weite und kurze Verbindungsleitungen zwischen Pumpe und Rezipienten und andererseits auch einen nicht zu engen Spalt wählen muß. Der günstigste Wert für die Spaltweite dürfte etwas über 2 mm liegen. Bei zu weiten Spalten (größer als 3 mm) findet leicht ein Rückschlagen des Quecksilberdampfes in das Hochvakuum statt. Andererseits hat es auch keinen Zweck, größere Spaltweiten anzuwenden, da es schon erhebliche Mühe macht, den Widerstand in der Rohrleitung unter

$$W\sqrt{\varrho_1} = \frac{1}{2000}$$

herabzudrücken. Etwas kann man auch dadurch gewinnen, daß man den ringförmigen Strömungskanal möglichst kurz hält (L möglichst klein wählt) oder ihn konisch gestaltet, wie dies Gaede bei seiner Kondensationspumpe tut.

Berlin-Siemensstadt, Januar 1920.

[1]) J. Langmuir, l. c. Gleichung 15.

[1]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. **28**, S. 76, 1909.
[2]) W. Gaede, Ann. d. Phys. **41**, S. 368, 1913.
[3]) J. Langmuir, l. c.
[4]) J. Langmuir, l. c. Gleichung 17.
[5]) J. Langmuir, l. c. Gleichung 12ᵃ.

Originalmitteilungen.

Neues Verfahren zur Messung der absoluten Zähigkeit.

Von L. Gümbel.

Die absolute Zähigkeit einer Flüssigkeit läßt sich in der Weise durch den Versuch bestimmen, daß die sekundliche Durchflußmenge durch ein Rohr unter Wahrung einer unterhalb der Reynoldsschen Strömungsgrenze liegenden Durchflußgeschwindigkeit gemessen und daraus sowie aus den bekannten Bedingungen des Versuches die Zähigkeit berechnet wird.

Ist R der Halbmesser der Kapillare (in m), V die mittlere Durchflußgeschwindigkeit in m/sec, p/L der Druckunterschied auf den Meter Rohrlänge (in kg/m^2), so ist

$$\eta = \frac{p}{L} \cdot \frac{R^2}{8 \cdot V}$$

$$= \frac{p \cdot R^4 \cdot \pi}{8 \cdot L \cdot Q},$$

wo Q die Ausflußmenge pro Sek. in m^3 ist.

Von dem Druckunterschied p an der Ein- und Austrittsstelle des Rohres muß der Beschleunigungsdruck zur Erzielung der Durchflußgeschwindigkeit in Abzug gebracht werden. Die Ausführung macht im allgemeinen von Glaskapillaren Gebrauch, durch welche die Flüssigkeit unter Aufrechterhaltung eines unveränderlichen äußeren Druckes hindurchgepreßt wird. Ein Wasserbad gestattet die Temperatur der durch die Kapillare strömenden Flüssigkeit auf bestimmter Höhe zu halten.

Zur Bestimmung der Zähigkeit insbesondere sehr strengflüssiger Stoffe dient der Kugelfallapparat[1]), bei welchem die Zeit, die eine glatte Kugel zum gleichmäßigen Durchfallen einer bestimmten mit der Flüssigkeit gefüllten Strecke bedarf, gemessen wird. Die absolute Zähigkeit ermittelt sich dann nach einer von Stokes[2]) angegebenen Formel. Der Kugelfallapparat von M. Stange[3]), welcher nach Holde zur Bestimmung der Zähigkeit der Buchdruck- und Kupferdruckfirnisse der Reichsdruckerei dient, ist sehr sorgfältig durchgebildet und scheint auch für die Ermittelung wenigstens zäher Schmieröle brauchbar zu sein. Er ist aber bisher in der Maschinentechnik unbekannt geblieben, wie eine Arbeit von Lawaczek[4]) beweist, in welcher ein dem Stangeschen grundsätzlich gleicher, aber bei weitem nicht so vollkommen durchgebildeter Apparat als neu beschrieben wird. Zur Ermittelung der Zähigkeit dünnflüssiger Schmiermittel dürfte weder der Stangesche noch der Lawaczeksche Apparat geeignet sein, sobald die gleichförmige Geschwindigkeit auf der zur Verfügung stehenden Fallstrecke sich nicht einzustellen imstande ist.

Die Bestimmung der absoluten Zähigkeit der Schmiermittel hat sich bisher in der Technik nicht allgemein eingeführt und zwar im wesentlichen wohl aus den folgenden Gründen:

1. Die Erkenntnis der Bedeutung der absoluten Zähigkeit zur Beurteilung einer Flüssigkeit als Schmiermittel war nicht genügend durchgedrungen, so daß auch kein Zwang vorlag die absolute Zähigkeit zu kennen.

2. Die zur Messung der absoluten Zähigkeit gebräuchliche Apparatur der Glaskapillare ist sehr empfindlich und nicht wohl außerhalb eines Laboratoriums — also nicht in Betriebsbureaus — verwendbar.

In der Technik und im Handel begnügte man sich daher mit Apparaten, deren Aufgabe nicht in der Bestimmung einer physikalischen Größe — der absoluten Zähigkeit — sondern nur in der Festlegung von Werten besteht, welche gestatten die betreffende Flüssigkeit zu identifizieren. Als Repräsentant dieser Apparate ist das in Deutschland allgemein eingeführte Englersche[5]) Viskosimeter zu nennen. Dasselbe mißt, wie der Kapillarapparat, die Durchflußmenge unter bestimmter Druckhöhe: die Abmessungen des Rohres sind jedoch nicht derart, daß die oben für das Kapillarrohr angegebene Beziehung benutzt werden kann: hierzu ist der Rohrdurchmesser zu groß bzw. die Rohrlänge zu gering. Engler vergleicht nun die in seinem Apparat zum Ausfluß einer bestimmten Flüssigkeitsmenge benötigte Ausflußzeit mit derjenigen von Wasser von 0^0 unter dem gleichen Druck. Das Verhältnis der Ausflußzeiten bezeichnet er als Englergrad.

Der Englergrad ist der Zähigkeit der Flüssigkeit um so weniger proportional je dünnflüssiger die Flüssigkeit ist. Man kann allerdings aus dem Englergrad die absolute Zähigkeit wenigstens annähernd berechnen: eine hierzu von Ubbelohde[6]) aufgestellte empirisch begründete Gleichung zeigt aber gegenüber einer von von Mises[7]) gegebenen Formel, sowie Messungen Holdes[8]) Abweichungen. welche den Wunsch entstehen lassen, die absoluten Zähigkeiten unmittelbar aus dem Versuch zu bestimmen.

Die Schwierigkeiten der Kapillarmessungen zwecks Ermittelung der absoluten Zähigkeit liegen einerseits in der Zerbrechlichkeit der Glaskapillare,

[1]) Die Zitate 1 bis 8 werden in der nächsten Nummer mitgeteilt werden.

anderseits in der Umständlichkeit der Eichung, der Reinigung und der Kontrolle von Metallkapillaren. Eine Veränderung des Englerschen Apparates in dem Sinne, daß an Stelle der Englerschen Ausflußröhre ein Kapillarrohr gesetzt wird, verbietet sich also für einen technischen Apparat.

Die Schwierigkeiten lassen sich aber in einfacher Weise dadurch beheben, daß **an Stelle eines Kapillarrohres eine kapillare Kreisringfläche der Austrittsöffnung des Apparates vorgeschaltet wird.**[1] In Figur 1 ist der Apparat dargestellt.

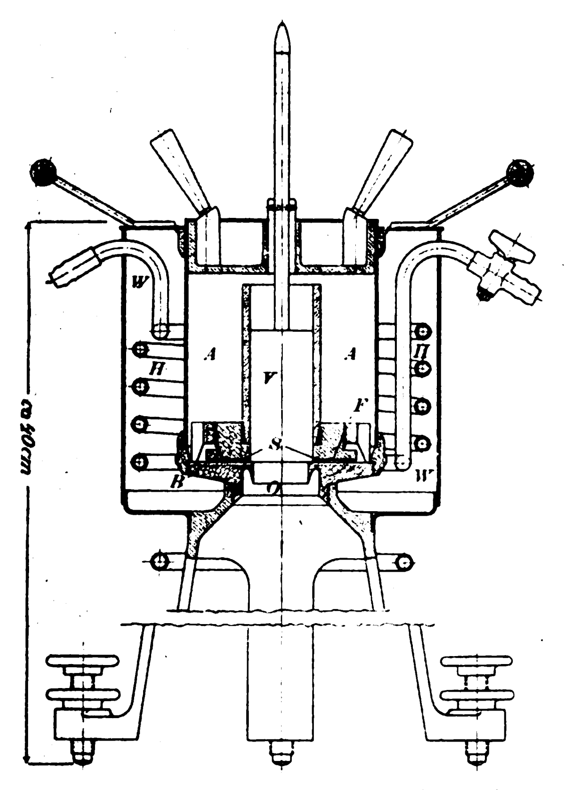


Fig. 1. Zähigkeitsmesser nach L. Gümbel.

Derselbe besteht nach Fig. 1 aus einem Gefäß A zur Aufnahme des zu prüfenden Schmiermittels, welches entsprechend den mit dem Englerapparat gewonnenen Erfahrungen mit Wasserbad W, Heizung H usw. ausgestattet ist. Der Boden des Gefäßes ist eben geschliffen und besitzt in der Mitte eine verhältnismäßig große kreisförmige Ausflußöffnung O, welche durch ein Ventil V abgeschlossen werden kann. Der Bodenfläche F gegenüber befindet sich in genau gleichem verstellbarem Abstand eine zweite ebene, geschliffene kreisförmige Fläche in das Gefäß eingesetzt. Die in dem Gefäß enthaltene Flüssigkeit tritt am Umfang der Einsatzfläche in den durch Einsatzfläche und Gefäßboden gebildeten Spalt S ein und nach Öffnen des Ventiles durch die kreisförmige Bodenöffnung in ein Meßgefäß aus. Sofern der Spalt genügend klein gehalten wird, um eine laminare Strömung sicherzustellen, ist es möglich, aus der gemessenen sekundlichen Ausflußmenge die Zähigkeitszahl zu bestimmen.

Die Handhabung des Apparates ist die genau gleiche, wie beim Englerapparat. Diesem gegenüber besitzt der Apparat den Vorteil, eine physikalische Konstante, die absolute Zähigkeit der Flüssigkeit, unmittelbar zu messen. Dabei ist der Nachteil von Kapillarröhren vermieden. Die die Kapillare bildenden Flächen können nach Herausheben des Einsatzkörpers jederzeit auf ihren Zustand untersucht und gereinigt werden.

Ein besonderer Vorteil des Apparates liegt in der Einstellbarkeit der Spaltweite. Hierdurch wird es möglich, die Auslaufzeit für verschieden zähe Flüssigkeiten in praktisch brauchbaren Grenzen zu halten, also z. B. bei sehr flüssigen Schmiermitteln durch Verkleinerung des Spaltes die Auslaufzeit zu verlängern, bei sehr zähen Flüssigkeiten durch Vergrößerung des Spaltes die Auslaufzeit zu verkürzen.

Ist Q die sekundliche Auslaufmenge in m^3, r der innere Halbmesser des Einsatzkörpers, R sein äußerer Halbmesser, h die Spaltweite in m, H die Flüssigkeitshöhe über Mitte Spalt in m, γ das Gewicht pro Volumeinheit (in kg/m^3), so gilt

$$Q = \frac{H_{\text{mittel}} \cdot \gamma \cdot \pi h^3 \cdot \ln \frac{R}{r}}{6 \eta},$$

wo H_{mittel} die mittlere Spiegelhöhe über der Spaltmitte bedeutet.

Ganz ebenso, wie beim Kapillarrohrverfahren, muß auch hier ein Abzug von der Druckhöhe gemacht werden, entsprechend der für die Beschleunigung der Flüssigkeitsbewegung auf die Geschwindigkeit V_m aufzubringenden Druckhöhe

$$H' = \frac{V_m^2}{2g}.$$

Mit

$$V_m = \frac{Q}{2 r \pi h}$$

folgt

$$H' = \frac{Q^2}{(2 r \pi h)^2 \cdot 2g}.$$

Als tatsächliche Druckhöhe ist hiernach $H - H'$ als H_{mittel} in unserer Gleichung einzusetzen.

Um die Richtigkeit der Beziehungen und die Brauchbarkeit des Apparates nachzuprüfen, wurde die Zähigkeitszahl von Wasser (Charlottenburger Leitungswasser) für verschiedene nominelle Spaltweiten 0,2, 0,25, 0,30, 0,35 und 0,4 mm an einem Apparat von $r = 15$ mm, $R = 40{,}06$ mm nachgemessen. Dabei konnte der Wasserspiegel und

Zahlentafel 1.

Versuchs-Nr.	Nominelle Spaltweite h mm	Q mm³/sec	h'	$h-h'$ effektive Spaltweite	H mm	H' mm	$H-H'$ mm	η berechnet	η aus Tabelle
1	0,2	2857	0,0171	0,1829	121,90	1,40	120,50	0,0001328	0,0001329
2	0,2	2870	0,0171	0,1829	121,90	1,42	120,48	1321	1327
3	0,25	5833	0,0171	0,2329	121,875	3,61	118,265	1320	1326
4	0,25	5810	0,0171	0,2329	121,875	3,59	118,285	1324	1326
5	0,30	10100	0,0171	0,2829	121,85	7,34	114,51	1321	1326
6	0,30	10150	0,0171	0,2829	121,85	7,41	114,44	1315	1326
7	0,35	15400	0,0171	0,3329	121,825	14,31	107,515	1326	1325
8	0,35	15450	0,0171	0,3329	121,825	14,40	107,425	1320	1325
9	0,40	22450	0,0171	0,3829	121,800	19,80	102,00	1314	1325
10	0,40	22560	0,0171	0,3829	121,800	20,00	101,80	1302	1325

die Temperatur des Wassers während der Versuchsdauer auf konstanter Höhe gehalten werden.[1])

Unter der Annahme von $\gamma = 999{,}5$ kg/m³ folgt mit $\ln \frac{R}{r} = \ln \frac{40{,}06}{15} = 0{,}98234$

$$\eta \frac{\text{kg sec}}{\text{m}^2} = \frac{(H-H')\cdot\pi\cdot h^3\cdot 0{,}98234}{6\,Q}$$

$$= \frac{(H-H')\cdot 0{,}514\cdot h^3}{Q},$$

wo H und H' und h in mm, Q in mm³ zu messen sind. Die Spaltweite h ist unmittelbar der Messung schwer zugänglich. Es erscheint deshalb zweckmäßig, von vornherein auf die genaue Feststellung des Nullpunktes der Spaltweite zu verzichten, und dieselbe nachträglich auf Grund der Versuchsergebnisse vorzunehmen. Das geschieht zweckmäßig in der Art, daß für eine bestimmte am Apparat angezeigte Spaltweite h aus dem gemessenen Durchflußquantum Q und der der Wassertemperatur entsprechenden Zähigkeitszahl η, diejenige Spaltweite $(h-h')$ berechnet wird, welches der Gleichung

$$\eta = \frac{(H-H')\cdot 0{,}514}{Q}\cdot(h-h')^3$$

genügt. Die Strecke h' ist dann ein für jede Spaltweite gegebener konstanter Abzug, welcher zum Ausdruck bringt, daß der am Apparat angezeigte Nullpunkt der Spaltweite um h' verschoben werden muß.

Mit Kenntnis der Apparatekonstante h' berechnet sich η aus

$$\eta = \left[H - 0{,}575\cdot 10^{-8}\left(\frac{Q}{h-h'}\right)^2\right]\frac{(h-h')^3\cdot 0{,}514}{Q}.$$

In der Zahlentafel 1 sind die Meßergebnisse einer Versuchsreihe zusammengestellt.

[1]) Die Versuche wurden im Institut für physikalische Chemie durch Herrn Dipl.-Ing. Jenner durchgeführt. Ich möchte Herrn F. Dolejalek besten Dank für die freundliche Unterstützung aussprechen.

Hiernach mißt der Apparat die Zähigkeit der Flüssigkeit genügend genau für den Zweck der technischen Anwendung. Das Gebiet, auf welches Messungen mit dem Apparat beschränkt bleiben müssen, ist durch die Forderung umschrieben, daß die Geschwindigkeitshöhe und damit der Fehler, welcher durch Nichtberücksichtigung der ungleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung über dem Ausflußquerschnitt und der verschiedenen Ausflußgeschwindigkeiten bei sinkendem Flüssigkeitsspiegel bedingt ist, klein gegenüber der Druckhöhe H ist. Lassen wir für Wasser eine Geschwindigkeitshöhe $= 3\,\%$ der Druckhöhe H zu, so entspricht dies etwa den oben unter 3 und 4 angeführten Versuchen mit einer Ausflußzeit von etwa $\frac{100000}{5833} =$ 17,15 Sek. für 100 ccm. Nehmen wir ein Schmieröl von $\eta = 0{,}024$ kg sec/m² an, so würde sich bei gleichem Spalt die Auslaufzeit der 100 ccm auf $\frac{17{,}15\cdot 0{,}024}{0{,}0001326} = 3100$ Sek. steigern. Soll die gleiche Ausflußzeit von 17,15 Sek. auch für das Schmieröl von $\eta = 0{,}024$ kg sec/m² eingehalten werden, so ist der Spalt von 0,2329 auf

$$0{,}2329\sqrt[3]{\frac{0{,}24}{0{,}0001326}} = 1{,}31 \text{ mm}$$

zu vergrößern. Die Geschwindigkeitshöhe sinkt dabei im Verhältnis von $3\,\%$ auf

$$\left[3\cdot\left(\frac{0{,}2329}{1{,}31}\right)^2\right]\% \sim 0{,}1\,\%.$$

Aus diesem Beispiel erkennen wir die hervorstechendste Eigenschaft des Apparates: seine Anpaßfähigkeit an die Zähigkeit der Flüssigkeit infolge der Einstellbarkeit der Spaltweite.

Der Apparat befindet sich zurzeit noch in der fabrikatorischen Durchbildung. Es erscheint mir völlig sicher, daß der Englerapparat, nachdem erst einmal die Bedeutung der absoluten Zähigkeitszahl für die Technik erkannt ist, nicht mehr befriedigen wird. Der beschriebene Apparat soll

mit den Vorzügen der leichten Handhabung des Englerapparates den Vorzug verbinden, die absolute Zähigkeitsziffer unmittelbar messen zu können.

(Eingegangen am 18. Februar 1920.)

Besprechungen.

F. Henning, **Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperaturmessung.** IX, 297. 41 Abb. im Text. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1915. Geh. 9.— Mk. + Teuerungszuschlag.

Die Messung unveränderlicher Temperaturen kann bis zu hohen Genauigkeiten getrieben werden und die Erörterung ihrer Verfahren bildet einen wichtigen Bestandteil der gebräuchlichen physikalischen Laboratoriumshandbücher. Monographische Darstellungen der gesamten Temperaturmessung besaßen wir bisher nicht; lediglich die Pyrometrie ist gelegentlich zum Gegenstand einer Sonderschrift gemacht worden, z. B. von Burgess und Le Chatelier.

Das Buch von Henning kann daher als willkommene Ergänzung der physikalischen Messungsliteratur um so mehr bezeichnet werden, als es auf unmittelbarem Quellenstudium beruht und die berücksichtigten Autoren genau zitiert. Es wird somit gern in zweifelhaften Fällen zu Rate gezogen werden und hinsichtlich der reichlich mitgeteilten Zahlenwerte auch besonderes Vertrauen beanspruchen dürfen.

Seiner ganzen Anlage nach ist das Buch lediglich der Messung konstanter oder sehr langsam veränderlicher Temperaturen gewidmet, wohl mit Rücksicht darauf, daß die technisch wichtige Verfolgung periodisch rasch veränderlicher Temperaturen sich noch in der Entwicklung befindet. Vgl. hierzu: A. Petersen, Verfahren zur Messung schnell wechselnder Temperaturen. Mitt. Forsch.-Arb. Verein dtsch. Ing., H. 143, 1913. W. Hort.

L. Holborn, K. Scheel, F. Henning, **Wärmetabellen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt.** 72 S. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1919.

Inhalt: Thermometrie, Zustandsgrößen, Spezifische Wärme, Wasserdampf, Wärmeleitung. Tabellen für Barometer- und Temperaturreduktion, Siedepunkte, Widerstandskoeffizienten, Thermokräfte, Abweichungen vom Gasgesetz, Spannungskoeffizienten, Ausdehnungskoeffizienten, elastische Konstanten, spezifische Wärmen, Molekularwärmen, Sättigungsdruck, Verdampfungswärme, Wärmeleitfähigkeit und elektrische Leitfähigkeit für eine Reihe wichtiger und gut definierter Stoffe, besonders Wasser, Luft, Helium, Argon und eine Anzahl fester Körper. W. Hort.

W. Wien, **Neuere Entwicklung der Physik und ihrer Anwendungen.** Naturwiss. Vorträge im Felde gehalten. (2). Leipzig. J. A. Barth 1919. IV u. 116.

Die drei Vorträge — Neuere Errungenschaften der Physik, Physik und Erkenntnistheorie, Physik und Technik — enthalten in gedrängter Form einen dennoch klaren Überblick über die Entwicklung der Physik. Im ersten Vortrag wird die Elektronentheorie in ihren Beziehungen zur elektrischen Entladung, der elektrischen Leitfähigkeit, zum Magnetismus und zur Theorie der Lichtemission erörtert, wobei auch die radioaktiven Substanzen und die Relativitätstheorie kurz besprochen werden. Der zweite Vortrag ist im wesentlichen der Relativitätstheorie nebst ihrer erkenntnistheoretischen und physikalischen Bedeutung gewidmet. Die im letzten Vortrage gebrachten Anwendungen physikalischer Forschungsergebnisse auf technische Probleme können naturgemäß nur angedeutet werden; um nur einiges, was gestreift wird, herauszugreifen, seien erwähnt: Die Verwendung des Kreisels, Telegraphie ohne Draht, Fernsprechtechnik, Beleuchtungstechnik, Strahlungstherapie, optische und Glasindustrie.

Als eine den gegenwärtigen Stand unserer physikalischen Anschauungen kennzeichnende Zusammenfassung kann die kleine Schrift warm empfohlen werden. Die Aufgabe, die ungeheuren Umwälzungen in den physikalischen Theorien und die Fülle neuerkannter Tatsachen in einem kleinen Heftchen darzustellen, und zwar verständlich für weite Kreise, konnte kaum besser gelöst werden. H. Schulz.

Eyermann und Schulz, **Die Gasturbinen**, ihre geschichtliche Entwicklung, Theorie und Bauart. 304 S., 181 Abb. i. T. 2. verb. Aufl. M. Krayn, Berlin 1920.

Die Entwicklung der Gasturbine scheint mit der bei Thyssen in Betrieb gekommenen Verpuffungsturbine von Holzwarth aus dem Stadium des Versuches in das der praktischen Verwendung einzutreten. Schon dieser Umstand allein wäre Grund genug, ein Buch, das, wie das vorliegende, eine umfassende Darstellung des bisher auf diesem Gebiet Geleisteten gibt, zu begrüßen. Wenn auch die bisherige bauliche Entwicklung nicht ganz vollständig dargestellt ist — es fehlt z. B. die Ausführung von Kretschmann — und auch mancher wohl beachtenswerte Einzelvorschlag nicht erwähnt wurde — mir scheint die Frage des Verbrennungsraumes und der Schaufelung in baulicher Hinsicht nicht eingehend genug behandelt —, so bietet doch das Werk eine solche Fülle von Stoff für das Studium der ganzen Frage, daß es als grundlegende Arbeit angesprochen werden kann. Im einzelnen darf auf den Abschnitt B: Theorie der Gasturbine, besonders hingewiesen werden, der mit vieler Liebe bearbeitet ist. Für eine Neuauflage wäre eine Vergrößerung einer Anzahl von Schaubildern erwünscht, z. B. Fig. 11a u. a. m., deren Brauchbarkeit unter der starken Verkleinerung leidet. § 34: Kompressoren, ist etwas mager, insbesondere was die Wirkungsgrade betrifft, deren Höhe für die Gleichdruckturbine eine Lebensfrage ist. Im ganzen kann, wie schon oben gesagt, das Buch zu eingehendstem Studium in Hinsicht der Theorie und der baulichen Einzelheiten empfohlen werden. R. Barkow.

R. Escher, **Mechanische Technologie der Maschinenbaustoffe.** 160 S., 416 Abb. i. T. (Teubners Technische Leitfäden, Bd. 6.) B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1918.

Das Büchlein ist zur Einführung angehender Maschinentechniker oder Maschineningenieure in die Herstellung und Bearbeitung der wichtigsten Maschinenbaustoffe bestimmt. Der Inhalt deckt sich ungefähr mit dem, was in der „Allgemeinen Technologie" auf höheren Lehranstalten des Maschinenbaufaches geboten wird. Deshalb dürfte sich das Werkchen als Leitfaden beim Unterricht und als Repetitorium gut eignen, zumal neben klarer textlicher Darstellung auf gute, schematische Figuren Wert gelegt ist.

R. Barkow.

Nachtrag zu den Bücherbesprechungen in Heft 2: Das Erscheinungsjahr von Schaefer, Die Prinzipe der Dynamik, ist 1919.

Personalnachrichten.

Berlin. Der durch den Rücktritt von Professor Carathèodory erledigte Lehrstuhl der Mathematik an der Universität Berlin ist dem ordentlichen Professor Dr. Gustav Herglotz in Leipzig übertragen worden.

Berlin. In der Abteilung für Chemie und Hüttenkunde der Technischen Hochschule zu Charlottenburg habilitierten sich die wissenschaftlichen Mitarbeiter der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. Dr. Christian v. Hofe für astronomische Optik und Dr. Hans Schulz für optische Meßmethoden in der Chemie.

Marburg. Für das Fach der Mathematik habilitierte sich in Marburg Dr. Georg Wiarda mit einer Antrittsvorlesung über das Thema „Der Wert der geometrischen Anschauung".

Gesellschaftsnachrichten.

Gesellschaft für technische Physik.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße Nr. 3, mitzuteilen.

Die Mitgliedsbeiträge sind portofrei einzusenden entweder auf das Konto der Gesellschaft für technische Physik Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II.

Sämtliche Zahlungen oder Überweisungen müssen den Vermerk „für das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik" tragen.

Der Beitrag beläuft sich laut Beschluß der Hauptversammlung für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder auf Mk. 30.—, für die auswärtigen Mitglieder auf Mk. 20.—, für Firmen, Korporationen, Institute auf Mk. 100.—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50.— pro Jahr beziehen.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am 21. November 1919, abends 7½ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr A. Gehrts spricht über „Hochvakuumpumpen".

Herr H. Riegger spricht über „ein neues Hochvakuummanometer".

Sitzung am 5. Dezember 1919, abends 7½ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr E. Altenkirch spricht über „reversible Heizung".

Sitzung am 19. Dezember 1919, abends 7½ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Guertler spricht über „den gegenwärtigen Stand unseres Wissens über die physikalischen Eigenschaften der Metallegierungen und die Aussichten der Erzeugung von Ersatzlegierungen".

Sitzung am 16. Januar 1920, abends 7½ Uhr, im Sitzungssaal der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Berlin-Charlottenburg, Werner-Siemens-Straße 8—12, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr W. Hort spricht über „Theorie und Untersuchung von Geschwindigkeitsmessern".

Sitzung am 30. Januar 1920, abends 7½ Uhr, im Sitzungssaal der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Berlin-Charlottenburg, Werner-Siemens-Straße 8—12, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Kösters spricht über „Neuere Anwendungen der Lichtinterferenzen für feinste Längenmessungen".

Herr Gehrke spricht über „das periodische System der Elemente".

Sitzung am 13. Februar 1920, abends 7½ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Glaser spricht über „Prüfung, Leistung und Eigenschaften optischer Gitter".

Sitzung am 27. Februar 1920, abends 7½ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Block spricht über „die Bestimmung spezifischer Gewichte in der Praxis unter besonderer Berücksichtigung der Aräometer".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Karl Boedecker, Karlsruhe:
- Herr Dr. Alfred Riede, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Karlsruhe (Baden), Karlstraße 87.
- Herr Dr. W. Schlichter, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Karlsruhe (Baden), Karlstraße 87.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. Rudolf Berchthold, Berlin W. 10, Matthäikirchstraße 12.
- Herr Dr. Friedrich Gaub, Stuttgart, Neckarstraße 8.
- Herr Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski, Jena, Am Landgrafen 10a.
- Herr Prof. Dr. Theodor Wulf, Aachen, Kurbrunnenstraße 42.

Seitens des Herrn Dr. Holm, Stockholm, Agnegata 27:
- Aktie-Bolaget A. E. G., Stockholm.
- Radiobüro der Kgl. Schwedischen Telegrafenverwaltung Stockholm.

Seitens des 1. Vorsitzenden der Ortsgruppe Kiel, Herrn Direktor Richter:
- Herr Dr. phil. Hänert, Oberlehrer, Kiel, Esmarchstraße 55.
- Herr Direktor Zetzmann, Germaniawerft Kiel.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Adressenveränderungen:

Dr. F. Herath, Lindenberg (Kr. Beeskow), Aeronautisches Observatorium.

Dr. N. Piek, Jesteburg (Kr. Harburg), Sanatorium Heidehaus.

Ausgeschieden:

Dr. F. S. Archenhold, Berlin-Treptow, Sternwarte.

Der 1. Vorsitzende:
Dr. G. Gehlhoff.

Ausschuß für technische Mechanik.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

13 ordentliche Sitzung am 15. März 1920, 5 Uhr, im Hörsaal 358 der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Herr Gümbel spricht über „Die Dämpfung von Verdrehungsschwingungen, elementare Theorie gedämpfter gekoppelter Schwingungen".

10. außerordentliche Sitzung am 22. März 1920, 5 Uhr, im Hörsaal 358 der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Herr Felgenträger spricht über „Elastische und unelastische Formänderungen von Wagen".

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 | Erster Jahrgang | Nr. 4

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Reversible Wärmeerzeugung.

(Vorgetragen in der Sitzung am 5. Dezember 1919.)

Von E. Altenkirch.

Die Technik der Wärmeerzeugung ist uralt. Sie beruht auch heute noch hauptsächlich auf der Verbrennung der in der Natur vorhandenen Brennstoffe. Früher war es das Holz, das unseren rauhen Norden bewohnbar machte, in der Gegenwart ist es in steigendem Maße die Kohle.

Die Kohle, in der die Sonnenwärme in idealer Weise aufgespeichert ist, wird aber nicht allein in den Zentralheizkesseln unserer Wärmewerke verfeuert. Sie ist auch der nervus rerum in den Gasanstalten und Elektrizitätswerken, in den Fabriken und industriellen Betrieben, auf den Schiffen und der Eisenbahn. Begnügte sich der Mensch früher damit, seine Arbeit außer von seinen Tieren durch Wind- und Wasserkraft verrichten zu lassen, so muß ihm jetzt auch hierzu die Kohle dienen.

Diese Entwicklung wurde begünstigt durch das Vorhandensein gewaltiger Lagerstätten, durch die billige Förderung und bequeme Transportmöglichkeit der Kohle. Diese Hauptquelle unserer Wärmeerzeugung wurde dadurch zugleich die wichtigste Grundlage unserer gesamten technischen Kultur.

Erst in neuester Zeit bahnt sich hierin wieder eine Wandlung zugunsten der Wasserkraft an, und zwar durch die Elektrotechnik. Diese Wissenschaft hat uns gelehrt, durch Anwendung hoher Spannungen in der Fortleitung elektrischer Energie große Entfernungen zu überwinden und den durch die Verbrennungswärme der Kohle betriebenen, thermodynamischen Motor zu ersetzen oder gar zu verdrängen. Ja, die Elektrizität greift sogar die eigenste Domäne der Kohle an, die Wärmeerzeugung. In der Beleuchtungstechnik werden sehr hohe Temperaturen auf engstem Raum verlangt. Hier ist die Elektrizität durchaus am Platze. Aber sie bewirkt auch durch einfache Vernichtung ihrer Energie die Heizung von allen möglichen Apparaten, von Wohnräumen und elektrischen Zügen. Ja, es gibt bereits Anlagen, in denen Tausende von Kilogramm Wasserdampf stündlich auf diese Weise für chemische Zwecke erzeugt werden.

Mag nun diese Entwicklung durch zufällige Preisbildung in Einzelfällen auch gerechtfertigt scheinen, so stellt doch im Grunde diese Vernichtung der elektrischen Energie zur bloßen Wärmeerzeugung eine krasse Vergeudung von Naturkräften dar. Wie groß diese ist, daß lehrt gerade die Wissenschaft begreifen, die die Aufgabe der Umwandlung der Wärme in Arbeit und der Arbeit in Wärme behandelt, die Thermodynamik.

1. Der irreversible Wärmeübergang.

Von einer durch die Verbrennung eines Stoffs, z. B. der Kohle, in einer Kesselfeuerung entwickelten Wärmemenge Q' wird nur ein Teil durch den Stoff, an den die Wärme übergehen soll, den Wärmeträger, beim Dampfkessel der Wasserdampf, aufgenommen.

Ist diese Wärmemenge Q, so liefert

$$\eta_k = \frac{Q}{Q'}$$

den Wirkungsgrad der Kesselanlage. Die Wärmemenge

$$Q = \eta_k Q'$$

wird nutzbar gemacht, die Wärmemenge

$$Q'' = (1 - \eta_k) Q'$$

wird aus der Kesselanlage abgeführt und ist verloren wenn keine Vorkehrung zu ihrer Ausnutzung getroffen wird.

Im günstigsten Fall ist $\eta_k = 1$ und $Q = Q'$. Die ausnutzbare Wärme ist äußerstenfalls gleich der Verbrennungswärme.

Soll die vom Wärmeträger aufgenommene Wärmemenge lediglich Heizzwecken dienen, so sinkt die Temperatur des Wärmeträgers bei dem einfachen Übergang der Wärme an den zu erwärmenden Körper, die Zimmerluft usw., von der hohen Temperatur T irreversibel auf die Gebrauchstemperatur T_1 herab. Hierbei bleibt die Wärmemenge ungeändert. Eine Vermehrung der Wärme ist bei dieser irreversiblen Wärmeausnutzung unmöglich. Vielmehr wird die Wärme entwertet: Die Entropie nimmt dabei den höchsten Wert an, den sie unter den gegebenen Umständen überhaupt annehmen kann.

Bei der rechnerischen Verfolgung dieser Vorgänge muß man sich darüber entscheiden, ob man die Carnotsche Betrachtungsweise zugrunde legen will, oder die Lorenzsche. Die Carnotsche hat den Vorzug bestehender Einfachheit. Man unterscheidet die (absolule) Temperatur der Wärmezufuhr T und die Temperatur der Wärmeabfuhr T_1. Wird bei der hohen Temperatur T die Wärmemenge Q zugeführt, so ist die Entropie Q/T. Wird dieselbe Wärmemenge bei der Temperatur T_1 abgeführt, so ist die Entropie Q/T_1. Die Entropiezunahme ist also

$$\frac{Q}{T_1} - \frac{Q}{T} = Q\frac{T - T_1}{T T_1}.$$

Um ein Maß der Irreversibilität zu haben, soll diese Entropiezunahme in Vergleich gesetzt werden mit der erhaltenen Entropie. Dann ist also

$$\varepsilon = \frac{Q\dfrac{T - T_1}{T T_1}}{\dfrac{Q}{T_1}} = \frac{T - T_1}{T}$$

das Maß der Irreversibilität dieses Wärmeübergangs. Die Irreversibilität ist um so stärker, je niedriger die Temperatur der Wärmeabfuhr ist, das heißt, je niedriger die Temperatur ist, bei der die Wärme tatsächlich gebraucht wird. Für die Heizung auf Zimmertemperatur durch verbrennende Kohle ist $T_1 = 273^0 + 18^0 = 291^0$ und T durchschnittlich vielleicht 1000^0, also eine Entropievermehrung, von der 0,71 also fast $^3/_4$ durch Vernichtung der Reversibilität entstanden sind. Etwa 0,5 ist die Irreversibilität der Dampfkesselheizung.

Diese Darstellung auf Grund der Carnotschen Betrachtungsweise ist sehr übersichtlich, aber sie leidet an einem schweren Übelstande. Die Wärmeerzeugung bei einer bestimmten Temperatur T' ist ein Sonderfall. Ebenso die Wärmeaufnahme bei einer bestimmten Temperatur T oder T_1. Die Verbrennungsgase z. B. geben ihre Wärme nur ab unter fortschreitender Abkühlung. Die zu erwärmenden Körper und Wärmeaustauschmittel nehmen die Wärme nur auf unter fortschreitender Erwärmung. Die Carnotsche Betrachtungsweise wird diesen notwendigen Bedingungen der Praxis nicht gerecht.

Es ist das große Verdienst von H. Lorenz, hierauf hingewiesen und die tatsächlichen Grenzwerte thermodynamischer Energieumwandlung für die Technik angegeben zu haben.[1]) Erst unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte ist eine Zerlegung der Vorgänge und ihre exakte Beurteilung möglich.

[1]) H. Lorenz, Zeitschr. d. Ver. Dt. Ing. 1894 und Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Industrie 1895.

Die Entropie des wärmeabgebenden Körpers ist ohne Berücksichtigung von Volumenänderungen

$$\int \frac{M c\, d T}{T},$$

wenn M die Masse und c die spezifische Wärme des wärmeabgebenden Körpers ist. Zur Integration dieses Ausdrucks ist man jedoch schon wieder zu einschränkenden Voraussetzungen gezwungen, und man bleibt auch für diese allgemeinere Lösung auf gewisse spezielle Fälle angewiesen, wenn man die Resultate übersehen will.

Setzt man voraus, daß die Masse und die spezifische Wärme während der Abkühlung unverändert bleibt, so ist die Entropie des wärmeabgebenden Körpers

$$M c \ln \frac{T}{T'},$$

wenn T die Anfangs- und T' die Endtemperatur des wärmeabgebenden Körpers ist.

Die Entropie des wärmeaufnehmenden Körpers ist

$$M_1 c_1 \ln \frac{T_1}{T_1'},$$

wenn T_1' die Anfangstemperatur und T_1 die Endtemperatur dieses Körpers ist.

Die Entropiezunahme ist

$$M_1 c_1 \ln \frac{T_1}{T_1'} - M c \ln \frac{T}{T'}.$$

Setzt man diese Entropiezunahme wieder in Vergleich zu der erhaltenen Entropie, so erhält man

$$\varepsilon = \frac{M_1 c_1 \ln \dfrac{T_1}{T_1'} - M c \ln \dfrac{T}{T'}}{M_1 c_1 \ln \dfrac{T_1}{T_1'}}$$

$$= 1 - \frac{M c}{M_1 c_1} \cdot \frac{\ln T - \ln T'}{\ln T_1 - \ln T_1'}.$$

Die von den heißen Gasen abgegebene Wärmemenge ist

$$M c (T - T'),$$

die von dem zu erwärmenden Körper aufgenommene Wärmemenge ist

$$M_1 c_1 (T_1 - T_1').$$

Bei dem vorausgesetzten irreversiblen Wärmeübergang sind diese Wärmemengen gleich, also

$$M_1 c_1 (T_1 - T_1') = M c (T - T')$$

oder

$$\frac{M_1 c_1}{M c} = \frac{T - T'}{T_1 - T_1'}.$$

Die Entropiezunahme ist also

$$\varepsilon = 1 - \frac{T_1 - T_1'}{T - T'} \cdot \frac{\ln T - \ln T'}{\ln T_1 - \ln T_1'}.$$

So einfach auch dieses genauere Ergebnis noch ist, so ist es doch nicht so sinnfällig, wie das unter Voraussetzung konstanter Temperaturen der Wärmeaufnahme und Abgabe abgeleitete. Man kann aber ein brauchbares Kompromiß schließen, wenn man die Formeln nach der Carnotschen Betrachtungsweise entwickelt, als Temperatur der Wärmezufuhr oder der Wärmeabfuhr aber diejenige Temperatur annimmt, die sich aus der Mittelbildung

$$T_m = \frac{T - T'}{\ln T - \ln T'}$$

ergibt. Bei kleineren Temperaturdifferenzen ist der nach dieser Formel sich ergebende Mittelwert gleich dem arithmetischen Mittel. Bei größeren Temperaturdifferenzen ist er etwas kleiner.

Auch die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme, Kondensations- und Überhitzungserscheinungen, Zwischendampfentnahme usw. lassen sich durch graphische Mittelbildung in ähnlicher Weise berücksichtigen.

Wird unter diesen Voraussetzungen die Temperatur bestimmt, wie dies bei allen folgenden Temperaturangaben vorausgesetzt wird, so ist die übersichtliche und klare Darstellung der Carnotschen Formel auch exakt, so daß sie als Grundlage der weiteren Rechnung dienen kann.

2. Der reversible Wärmeübergang.

Die Thermodynamik lehrt, daß es außer dem irreversiblen Wärmeübergang von hoher Temperatur zu tiefer auch einen angenähert reversiblen gibt, das heißt, einen solchen, bei dem im idealen Grenzfall die Entropie konstant bleibt.

Für den reversiblen Wärmeübergang gilt also nach dem zweiten Wärmesatz

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1},$$

die Wärmemenge wird kleiner.

Der Unterschied der beiden Wärmemengen muß nach dem ersten Wärmesatz in Arbeit übergehen. Das heißt

$$Q - Q_1 = Q - Q\frac{T_1}{T} = Q\frac{T - T_1}{T} = K,$$

wenn K das Wärmeäquivalent der gewonnenen Arbeit bedeutet. Zur Umrechnung in Meterkilogramm muß K mit der Zahl 427 multipliziert werden.

Der nicht in Arbeit verwandelte Rest der Wärme, nämlich

$$Q_1 = Q\frac{T_1}{T}$$

wird bei der Temperatur T_1 an die Umgebung abgeleitet. Und dieser Rest ist es, der bei reversiblem Wärmeübergang zunächst allein noch zur Heizung und sonstiger Wärmebedarfsdeckung zur Verfügung steht.

Der Ausdruck

$$\frac{K}{Q} = \frac{T - T_1}{T}$$

soll im Folgenden als „thermodynamischer Faktor" bezeichnet werden. K ist das theoretische Maximum der Umwandlung der Wärme in Arbeit. Es ist namentlich im Fall der Dampfmaschine sehr gering, während die Abwärmemenge Q_1 sehr groß ist. Unvermeidliche Verluste verringern den Arbeitsgewinn in Wirklichkeit noch bis auf den Wert K'. Das Verhältnis

$$\eta_i = \frac{K'}{K}$$

ist nahezu das, was in der Technik der indizierte Wirkungsgrad genannt wird, denn der Bruchteil der Wärme, der in der verlustfreien Maschine in Arbeit verwandelt wird, ist wenig verschieden von dem thermodynamischen Faktor.

Von der Wärme Q geht also nur der Teil

$$K' = K\eta_i = Q\frac{T - T_1}{T}\eta_i$$

in Arbeit über, der Teil

$$K'' = K(1 - \eta_i)$$

kommt wieder als Wärme zum Vorschein und vermehrt zum Teil die Abwärme Q_1. Da jedoch auch Wärmeverluste durch Ausstrahlung usw. auftreten, soll diese Wärme nicht berücksichtigt, sondern als unwiederbringlicher Verlust angesehen werden, so daß in der weiteren Betrachtung nur mit Q_1 als derjenigen Wärmemenge gerechnet wird, die als Wärmequelle nutzbar gemacht werden kann.

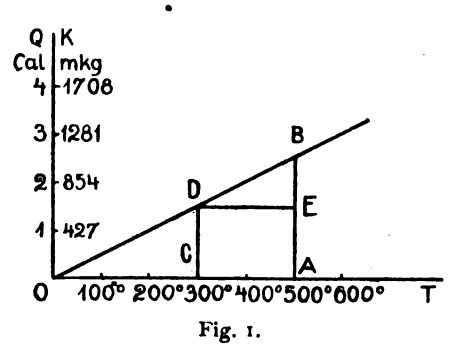


Fig. 1.

Zur Veranschaulichung des Prinzips dieser wohlbekannten Abwärmeheizung, für die natürlich Wärmekraftmaschinen aller Systeme bis zur Gasturbine und zum Dieselmotor in Betracht kommen, möge eine Darstellungsweise dienen, die einen guten Überblick gestattet.

In einem Koordinatensystem (Fig. 1) bezeichnet die Abszissenachse die absoluten Temperaturen

in Celsiusgraden, die Ordinatenachse die Wärmemengen in Kalorien oder nach der zweiten Skaleneinteilung in Meterkilogrammen. — Jede durch den Koordinatenanfangspunkt O gezogene Gerade ist dann eine Kurve konstanter Entropie, deren Größe durch den Tangens des Winkels gegeben ist, den die Gerade mit der Abszissenachse bildet.

Es sei nun bei der Temperatur $T = 500^0$, in der Zeichnung Punkt A, eine Wärmemenge Q gegeben, die durch die Ordinate AB dargestellt ist. Die Verbindungslinie von B nach O ist die Linie konstanter Entropie. Wird diese Wärme zur Krafterzeugung ausgenutzt, und zwar bis zur Temperatur $T_1 = 300^0$ herab (in der Zeichnung Punkt C), so ist im Punkt C eine Senkrechte zu errichten, die OB in D schneidet. CD ist dann die Wärmemenge Q_1, die nach dem zweiten Wärmesatz nicht in Arbeit verwandelt werden kann. Zieht man durch D noch eine Parallele zu OA, die AB in E schneidet, so ist $BE = K$ die gewonnene Arbeit im Wärmemaß oder nach der andern Skala in Meterkilogrammen.

Das Verhältnis

$$\frac{K}{Q} = \frac{BE}{BA}$$

ist gleich

$$\frac{DE}{OA} = \frac{T - T_1}{T},$$

das heißt, das Verhältnis der in Arbeit verwandelten Wärmemenge zur gegebenen Wärmemenge ist gleich dem thermodynamischen Faktor.

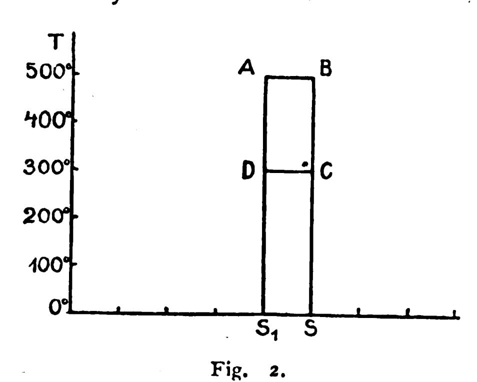


Fig. 2.

Ein irreversibler Wärmeübergang drückt sich durch eine Parallele durch B zur Abszissenachse aus. Eine unvollkommene Umwandlung der Wärme in Arbeit läßt sich bei dieser Darstellungsweise dadurch veranschaulichen, daß die von B gezogene Linie nicht durch O geht, sondern schwächer geneigt its und die Abszissenachse links von O schneidet. Auch Kreisprozesse lassen sich so versinnlichen. Doch soll diese Darstellungsmöglichkeit hier nicht weiter verfolgt werden.

Dagegen mag noch kurz die bekannte Darstellung im Entropiediagramm erwähnt sein. In Fig. 2 bedeuten die Ordinaten die absoluten Temperaturen, die Abszissen die Entropie. Dann ist das Rechteck $ABSS_1$ die bei der Temperatur T zugeführte Wärmemenge, das Rechteck CDS_1S die bei der Temperatur T_1 abgeführte Wärmemenge und das Rechteck $ABCD$ die bei diesem Carnotschen Kreisprozeß gewonnene Arbeit.

Die Thermodynamik fordert also für einen reversiblen Wärmeübergang, daß jede bei hoher Temperatur zur Verfügung stehende Wärme zunächst so weit wie möglich zu irgendwelcher Krafterzeugung ausgenutzt wird. Sie verlangt für Dampfmaschinen Ausnutzung der Kondensationswärme, Abdampfheizung, Zwischendampfentnahme und große Heizflächen einerseits, und hohen Dampfdruck, Überhitzung und Rauchgasspeisewasservorwärmer andererseits.

Diese Dinge sind natürlich längst Gemeingut der thermodynamisch geschulten Ingenieure, und alle modernen Bestrebungen zur Kohlenersparnis bei der Heizung in Fabriken und industriellen Betrieben oder im Zusammenhang mit solchen bewegen sich in dieser Richtung.

Gegen diese Entwicklung ist natürlich nicht das Geringste einzuwenden, obwohl auch hier keine Vermehrung der Wärme eintritt, sondern im Gegenteil eine Verringerung. Aber nur so lange, als der Wärmebedarf einer Anlage nicht größer ist als die Abwärme einer guten Wärmekraftmaschine, die den Bedarf an Arbeit in der betreffenden Anlage zu decken hat.

Diese Voraussetzung trifft jedoch selbst in rein industriellen Anlagen sehr häufig nicht zu. Die Folge ist, daß für derartige Anlagen Wärmekraftmaschinen bevorzugt werden, die thermodynamisch unvollkommener sind und eine geringere Umwandlung der Wärme in Arbeit aufweisen, als nach den gegebenen Temperaturverhältnissen an sich möglich wäre. Würde man eine vollkommenere Maschine wählen, so würde ihre Abwärme zur Deckung des Wärmebedarfs nicht ausreichen. Man müßte zu dessen Deckung besondere Heizkessel aufstellen, in denen die Kohle zur irreversiblen Wärmeerzeugung dient, und man würde durch die kompliziertere Wärmekraftmaschine daher keine Verringerung des Kohlenbedarfs der Gesamtanlage erzielen, sondern nur eine Verteuerung der Anlagekosten. Eine bessere Wärmeausnutzung ist nur möglich, wenn der Kraftbedarf erhöht werden kann.

Diese Verhältnisse, die die thermodynamische Forderung auf möglichste Reversibilität des Wärmeübergangs illusorisch machen, liegen in der Praxis weit häufiger vor, als es auf den ersten Blick scheint, und die feste Stellung der Dampfmaschine, dem Dieselmotor gegenüber, beruht zum Beispiel größtenteils hierauf.

Noch stärker ist die irreversible Wärmevergeudung in den Anlagen, die ausschließlich der Wärmeerzeugung dienen, während der — meist geringe — Kraftbedarf durch Strombezug von auswärts gedeckt wird. Also in Zentralheizungsanlagen, Hotels, Badeanstalten und dgl.

In der Vortragsreihe für Brennstoffwirtschaft[1]), die vor einigen Wochen im Vereinshause Deutscher Ingenieure stattfand, wurde deshalb gefordert, daß solchen Anlagen eine Wärmekraftmaschine vorgeschaltet werden soll, die ihren Kraftüberschuß in der Form der Elektrizität in das städtische Netz speisen soll.

Die Praxis schlägt bisher allerdings den entgegengesetzten Weg ein. Der Strom wird lieber von auswärts bezogen, als daß die Wärmeerzeugungsanlage mit einer eigenen Kraftanlage verbunden wird. Zu dieser thermodynamisch unvorteilhaften Gestaltung der Wärmewirtschaft verführt gerade die Errichtung großer Elektrizitätszentralen mit ihren verhältnismäßig so viel billigeren Anlage- und Betriebskosten.

Vollends in Ländern mit billiger Wasserkraft wird der angegebene reversible Wärmeübergang illusorisch. Der Kraftbedarf wird durch die billige Elektrizität bequem und wirtschaftlich gedeckt, aber die Kohlenersparnis, die dadurch eintritt, ist in vielen Fällen minimal, denn die Kohle muß zur Wärmeerzeugung ohnehin beschafft werden. Sie wird nur, weil der Bedarf an Kraft in anderer Weise schon gedeckt ist, nicht mehr zur Erzeugung von Arbeit herangezogen, sondern lediglich zur irreversiblen Wärmeerzeugung verwandt. Wo sollte man mit dem Überfluß an Elektrizität hin, wenn auch noch die Wärmewerke Elektrizität liefern würden.

Wie eingangs erwähnt, wird deshalb unter der Einwirkung dieses Elektrizitätsüberflusses die erforderliche Wärme stellenweise dadurch erzeugt, daß die Energie in ihrer hochwertigsten Form, der disponiblen elektrischen Arbeit, einfach irreversibel vernichtet wird, um in Wärme umgewandelt zu werden.

Zur Erzeugung dieser Arbeit aus Wärme muß aber an anderer Stelle nach dem früher Gesagten praktisch ein Vielfaches der Wärme aufgewandt werden, die in Arbeit verwandelt werden kann. Also bedeutet die Vernichtung der Elektrizität zur Wärmeerzeugung eine Verschwendung, die nur gerechtfertigt wäre, wenn die Quellen der Wärme und Elektrizität unerschöpflich wären. Es würde aber nicht einmal die Schweiz mit ihren reichen Wasserkräften imstande sein, den Wärmebedarf des Landes durch irreversible Vernichtung ihrer Wasserkraft zu decken.

Diese Lösung ist also thermodynamisch und weltwirtschaftlich außerordentlich unbefriedigend. Es muß versucht werden, die Wärmeerzeugung reversibel zu gestalten, um mit den Naturschätzen der Wasserkräfte und Kohle haushälterisch umzugehen, denn sie sind nicht unerschöpflich.

[1]) Sparsame Wärmewirtschaft, Berlin 1920 (Springer).

3. Die reversible Wärmeerzeugung.

Die bisher erwähnten Methoden der Wärmeerzeugung waren sämtlich irreversibel. Es wurde nur gezeigt, daß wenigstens ein angenähert reversibler Übergang der Wärme von hoher Temperatur zu tiefer möglich ist und angestrebt wird. Die Thermodynamik eröffnet aber auch einen Weg zu reversibler Wärmeerzeugung.

Eine Wärmeerzeugung ist reversibel, wenn der Vorgang auch in umgekehrter Richtung verlaufen kann. Eine reversible Erzeugung von Wärme aus Arbeit setzt also voraus, daß bei der Umkehrung Arbeit aus Wärme erzeugt wird. Mit anderen Worten, man erhält eine reversible Wärmeerzeugung durch einfache Umkehrung der Wärmekraftmaschine.

Die Arbeitsflüssigkeit wird nicht in einem Zylinder unter Arbeitsleistung zur adiabatischen Expansion gebracht, sondern sie wird in einem Kompressionszylinder unter Aufwand äußerer Arbeit adiabatisch komprimiert. Die komprimierten Dämpfe werden bei dem höheren Druck und der höheren Temperatur T_1, der Heiztemperatur, kondensiert, unter Wärmeabgabe nach außen. Die kondensierte Flüssigkeit geht durch ein Regulierventil in ein Gefäß geringeren Druckes, in dem sie unter Wärmeaufnahme von außen verdampft, und dann wird sie durch den Kompressor aufs neue angesaugt und verdichtet.

Diese Maschine ist natürlich nichts anderes, als die wohlbekannte Kompressionskältemaschine. Bei ihrer Anwendung zur Wärmeerzeugung wird sie neuerdings mehrfach Wärmepumpe genannt, ein Ausdruck, der jedoch vielfach in engerem Sinne nur auf solche Maschinen der reversiblen Wärmeerzeugung angewandt wird, die mit einem Turbokompressor reinen oder luftvermischten Wasserdampf (Brüden) ansaugen und komprimieren und kein Regulierventil brauchen, da die Dämpfe in einem umfassenderen Prozeß direkte Verwendung finden.

Die reversible Wärmeerzeugung fordert also, daß eine Wärmemenge bei einer Temperatur T_0, die tiefer liegt als die gewünschte Heiztemperatur T_1, aus der Umgebung aufgenommen wird und auf das höhere Temperaturniveau T_1 hinaufgeschafft wird. Nennt man diese Wärmemenge Q_0, so gilt unter Voraussetzung konstanter Entropie für die bei der Temperatur T_1 abgegebene Wärmemenge Q_1 nach dem zweiten Wärmesatz die Gleichung

$$\frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1}.$$

Die Wärmemenge erfährt also eine Zunahme.
Der Unterschied beider Wärmemengen muß nach dem ersten Wärmesatz durch Zufuhr äußerer Arbeit gedeckt werden. Diese ist, wenn sie wieder im Wärmemaß ausgedrückt wird,

$$K_1 = Q_1 - Q_0 = Q_0 \frac{T_1}{T_0} - Q_0 = Q_0 \frac{T_1 - T_0}{T_0}.$$

Das heißt, die aufzuwendende Arbeit für eine Kälteleistung bei geringen Temperaturdifferenzen ist außerordentlich gering. Sie ist nur ein kleiner Bruchteil der Wärmemenge, die auf das höhere Temperaturniveau emporgehoben wird.

Die Wärmeabgabe des Kondensators dieser Wärmepumpe bei der Temperatur T_1 ist also noch größer als die Kälteleistung, sie ist nämlich vermehrt um den Betrag der aufgewandten Arbeit, vorausgesetzt, daß auch die Abwärme des Kompressors zur Wärmeerzeugung herangezogen wird. Es ist demnach

$$Q_1 = K_1 + Q_0 = K_1 \left(1 + \frac{T_0}{T_1 - T_0}\right)$$
$$= K_1 \frac{T_1}{T_1 - T_0},$$

und diese gesamte Wärmemenge, ein Vielfaches der aufgewandten Arbeit, ist es, die der Heizung zugute kommt.

Der thermodynamische Faktor

$$\frac{K_1}{Q_1} = \frac{T_1 - T_0}{T_1}$$

verringert hier nicht die Arbeitsleistung, wie bei der Wärmekraftmaschine, sondern den Arbeitsaufwand, und zeigt, daß das theoretische Maximum der Umwandlung von Arbeit in Wärme,

$$\frac{Q_1}{K_1} = \frac{T_1}{T_1 - T_0},$$

ein sehr großes ist. Gerade weil nach dem zweiten Wärmesatz die Umwandlung von Wärme in Arbeit für geringe Temperaturdifferenzen so geringfügig ist, ist die Umkehrung, die reversible Umwandlung von Arbeit in Wärme so groß.

Zur Veranschaulichung dieser reversiblen Heizung sei wieder eine der ersten Zeichnung analoge Figur verwandt (Fig. 3), mit dem einzigen Unterschiede, daß die Wärmemengen nach unten aufgetragen sind.

Es sei bei der Temperatur $T_0 = 200^0$ eine Wärmemenge Q_0 gegeben, die durch die Ordinate FG dargestellt ist. Die Verbindungslinie von G nach O ist die Linie konstanter Entropie. Wird diese Wärmemenge durch Kraftaufwand auf ein höheres Temperaturniveau, und zwar bis auf die Temperatur $T_1 = 300^0$ emporgehoben — in der Zeichnung Punkt H —, so ist im Punkt H eine Senkrechte zu errichten, die die Verlängerung von OG in J schneidet. HJ ist dann die Wärmemenge Q_1, die nach dem zweiten Wärmesatz bei der Temperatur T_1 abgegeben wird. Zieht man durch G noch eine Parallele zu OH, die HJ in L schneidet, so ist $JL = K_1$ die aufgewandte Arbeit im Wärmemaße, oder nach der zweiten Skala in Meterkilogramm.

Das Verhältnis

$$\frac{K_1}{Q_1} = \frac{LJ}{HJ}$$

ist gleich

$$\frac{GL}{OH} = \frac{T_1 - T_0}{T_1}.$$

Das heißt, das Verhältnis der aufgewandten Arbeit zur gewonnenen Wärme ist gleich dem thermodynamischen Faktor.

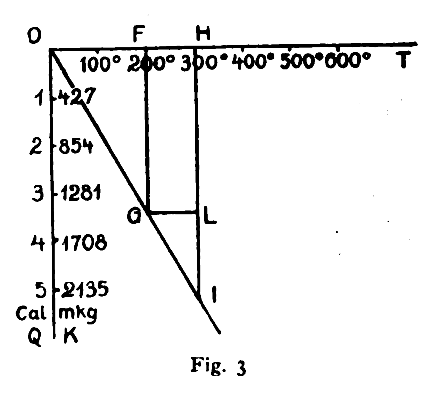


Fig. 3

Eine unvollkommene Umwandlung der Arbeit in Wärme würde in der Zeichnung durch eine stärkere Neigung der durch G gehenden Linie darzustellen sein, so daß diese Linie die Abszissenachse rechts vom absoluten Nullpunkt der Temperatur schneiden würde. Dies Verhalten ist also entgegengesetzt dem früheren bei der Darstellung des umgekehrten Vorganges, der Umwandlung von Wärme in Arbeit, wo die unvollkommene Umwandlung durch eine geringere Neigung der entsprechenden Linie zum Ausdruck gebracht werden mußte.

Bei der Darstellung im Entropiediagramm (Fig. 4) ist das Rechteck EFS_1S_0 die Wärmemenge, die bei der tiefen Temperatur T_0 aus der Umgebung aufgenommen wird, das Rechteck HGS_1S_0 die Wärmemenge, die bei der hohen Temperatur T_1 wieder an die Umgebung abgegeben wird, und das Rechteck $EFGH$ ist die Arbeit, die zum Emporheben dieser Wärmemenge aufgewandt werden muß.

Die Thermodynamik fordert also für eine reversible Wärmeerzeugung, daß Wärme von einer möglichst wenig tiefen Temperatur auf ein möglichst wenig hohes Temperaturniveau durch einen geringen Arbeitsaufwand emporgehoben wird. Sie

fordert also die Anwendung von Kältemaschinen oder Wärmepumpen zur Deckung des Wärmebedarfs geringerer Temperaturen.

Der erste, der diesen Weg der reversiblen Wärmeerzeugung klar erkannt und dargestellt hat, war Lord Kelvin im Jahre 1852.[1]) Als Kältemaschine setzte er dem damaligen Stande der Technik entsprechend eine Luftkältemaschine voraus. Die atmosphärische Luft wurde durch einen Expansionszylinder in einen Raum geringeren Druckes geleitet. Bei der Arbeit, die sie dabei leistete, kühlte sie sich ab. Sie wurde dann durch die äußere Umgebung wieder erwärmt und in einem zweiten Zylinder wieder komprimiert. Die Arbeit hierzu wurde im wesentlichen durch die vorher gewonnene Expansionsarbeit gedeckt, bis auf eine kleine Differenz, die den eigentlichen

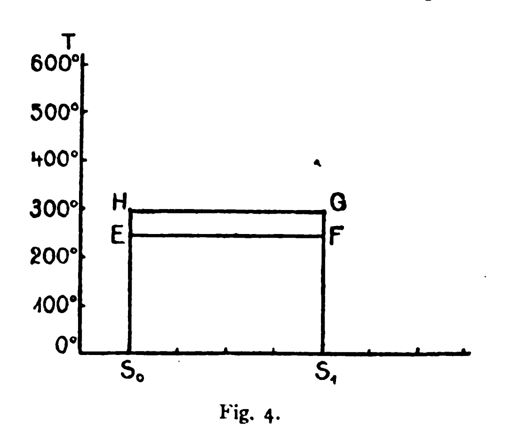


Fig. 4.

Arbeitsaufwand ausmachte. Die bei der Kompression entstehende warme Luft wurde direkt den Heizräumen zugeführt. Thomson rechnete mit der geringen Temperaturdifferenz von 10°, indem die Wärme des Grundwassers auf Zimmertemperatur emporgehoben werden sollte, und fand eine theoretische Wärmeleistung, die fast 30mal so groß war, als das Wärmeäquivalent des Arbeitsaufwandes.

Dieser seiner Zeit weit vorauseilende Vorschlag mußte aus verschiedenen Gründen scheitern. Der Wirkungsgrad der Kaltluftmaschine ist ein sehr ungünstiger. Außerdem war Holz und Kohle derart billig, daß eine Ersparnis daran wertlos war.

Aber auch Lord Kelvin hatte bereits Vorläufer, wenn natürlich auch die umfassende Erkenntnis der Tragweite bei dem damaligen Stande der Thermodynamik fehlen mußte.

Es handelt sich hierbei um das spezielle Gebiet der Apparate zum Destillieren oder Eindicken von Flüssigkeiten, besonders im Vakuum. Im Jahre 1834 hat Pelletan — wie Thelen in seiner Arbeit über die Entwicklung der Vakuumverdampfung in den Beiträgen zur Geschichte der Technik und Industrie[1]) angibt — das Prinzip einer Wärmepumpe veröffentlicht, das großes Interesse verdient. Die Zeichnung (Fig. 5) stellt das Prinzip dieses Apparates dar. Wasserdampf, der sich aus einer siedenden Flüssigkeit bildet, wird durch irgend ein Mittel aus dem Gefäß *a* durch einen Kondensator *b* hindurch, in dem ein Teil der Dämpfe niedergeschlagen wird, angesaugt, komprimiert und zur Heizung verwandt, und zwar zur Wärmezufuhr (Rohr *c*) an die verdampfende Flüssigkeit desselben Apparates. Zur Evakuation und Kompression dient bei Pelletan ein Dampfstrahl, wie auch später bei einem ähnlichen Apparat von Siemens. Auf diesen Dampfstrahlantrieb wird später noch ausführlicher zurückzukommen sein.

Derselbe Grundgedanke, nur mit mechanischer Kompression der Dämpfe, findet sich dann später bei einer ganzen Reihe von Erfindern. Besonders

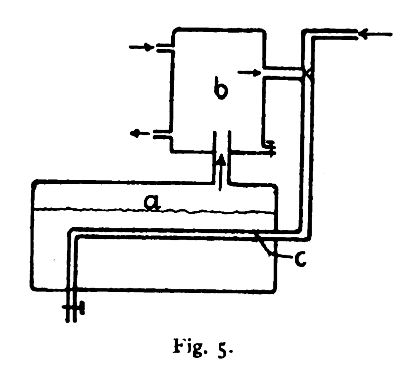


Fig. 5.

erwähnt sei der Apparat von Rittinger, der 1855 einen Salzsiedeprozeß nach diesem Verfahren durchführen wollte. Es kam auch zu Versuchen, die mit reinem Wasser gut gelangen, bei Salzwasser jedoch Mißerfolge zeitigten, da Salzteile mitgerissen wurden. Die Kompressionsarbeit wurde durch Wasserkraft geliefert.

Auch Piccard und Wrobel nahmen denselben Gedanken auf. Sie verwandten zur Verdichtung der Dämpfe einen Kolbenkompressor, sie hatten jedoch Schwierigkeiten durch die auftretende hohe Überhitzung der Dämpfe. Doch ist seit 1878 in der Saline Bex eine solche Anlage für Salzgewinnung im Betriebe.

In neuerer Zeit, in einer Patentanmeldung vom Jahre 1905, haben Prache und Bouillon den alten Gedanken weiter verfolgt. Sie strebten die Wiedergewinnung der niedrig gespannten Dämpfe dadurch an, daß sie die Kompression durch Dampfturbine und Kreiselgebläse ausführen wollten. Vgl. auch D.R.P. 270471.

Auch Linde hat eine solche mechanische Kompression der Dämpfe zur Wiedergewinnung

[1]) Proceedings of Royal Society of Glasgow, 1852.

[1]) Jahrbuch 1 des Ver. deutscher Ing., I, 118, 1909.

ihrer Wärme vorgeschlagen, sowohl zur Soleabdampfung und Alkoholdestillation wie zur Wasserdestillation. In einer selbstbiographischen Skizze in den Beiträgen zur Geschichte der Technik und Industrie[1]) erzählt er darüber, wie die bei der Wasserverdampfung bei tieferer Temperatur aufgenommene Wärme durch Kompression des Dampfes auf solche Temperatur emporgehoben wird, daß sie durch die Wandung des Destillators hindurch unter Wiederverflüssigung des Dampfes (zum Destillat) an das zu destillierende Wasser zu fortdauernder Verdampfung wieder abgegeben werden kann. Bei Versuchen in München wurden mit einem Enckeschen Gebläse als Kompressor Versuche ausgeführt, bei denen mit 1 kg Betriebsdampf bis zu 10 kg Destillat gewonnen wurden. Neuerdings ist denn auch eine Anlage für die Praxis geliefert worden, und zwar in Dresden, unter Anwendung eines Turbokompressors.

Bei allen diesen Apparaten handelt es sich um nichts anderes als Kältemaschinen, die zu reversibler Wärmeerzeugung dienen. Das Arbeitsmedium ist meist Wasserdampf. Die Kondensationswärme der bereits verdampften Flüssigkeit bringt immer erneut Flüssigkeit zur Verdampfung. Wärmezufuhr ist bei dieser Destillation nur zur Deckung der Ausstrahlungsverluste erforderlich. Im übrigen wird die Wärme nur umgewälzt. Da für den Wärmedurchgang durch die den Kondensator von dem Verdampfer trennende Fläche oft schon ganz wenige Grade genügen, so ist der Arbeitsbedarf theoretisch von der Größenordnung von etwa 1% der umgesetzten Wärme. Bei Lösungen mit Dampfdruckerniedrigung ist er natürlich entsprechend größer.

Wenn diese Apparate bisher trotzdem nicht größere Erfolge in der Praxis erzielt haben, so liegt dies außer an dem Mißverhältnis zwischen den Preisen für Kohle und Kraft vor allem an der ausgezeichneten Durchbildung und Wirksamkeit der Mehrkörpervakuumverdampfapparate. Mit dem Preise der Kohle kann auch die Stufenzahl dieser Apparate gesteigert werden. Dennoch wird es bei steigenden Kohlenpreisen und billiger Wasserkraftelektrizität sehr bald eine Grenze geben, bei der sich reversible Wärmeerzeugung durch den Thermokompressor als wirtschaftlicher erweisen muß, als selbst die Mehrkörperverdampfapparate.

Diese Grenze ist nun in der Schweiz anscheinend schon erreicht. Seit Ende 1917 sind mehrere große Anlagen erstellt worden, in denen je 1000 kg Dampf pro Stunde komprimiert werden. Andere sind im Bau, von denen eine 4000 kg Dampf pro Stunde zu komprimieren hat, entsprechend einer Wärmeleistung von rund $2^1/_2$ Millionen Kalorien. Die Leistung pro Kilowattstunde ist 16 bis 20 kg Dampf pro Stunde, das bedeutet das Elf- bis Vierzehnfache der elektrischen Energie bei ihrer irreversiblen Vernichtung zur Wärmeerzeugung.

Die Anlagen dienen der Eindampfung von Natronlauge, von Sulfitlauge und zum Eindicken von Farblösungen. Die Erzeugung von destilliertem Wasser ist dabei ein Nebenprodukt.

Die erste dieser Anlagen ist von Stodola untersucht worden, der das Ergebnis ausdrücklich als sehr günstig bezeichnet.[1])

Ein weiteres Anwendungsgebiet der reversiblen Wärmeerzeugung sind die neueren Trockenverfahren.[2]) Die Verdampfungswärme, die zur Entfernung des Wassers aus dem Trockengut notwendig ist, wird bei diesen nicht durch irreversible Erwärmung der Luft geliefert, sondern durch die Abwärme des Kondensators einer Kältemaschine, deren Verdampfer den durch die Trocknung entwickelten Wasserdampf niederschlägt, also die Verdampfungswärme wieder aufnimmt und dabei die Luft trocknet. Also ein der eben besprochenen Kompressionsdestillation vollkommen analoges Verfahren, bei dem die Kondensationswärme des bereits verdampften Wassers in ganz derselben Weise zur erneuten Verdampfung weiterer Wassermengen dient; dort aus der einzudampfenden Lauge, hier aus dem Trockengut.

Ferner ist der Vollständigkeit halber auch der Versuch von Grämiger[3]) zu erwähnen, mit Abfallkraft Abdampf zu komprimieren, um die Dämpfe wieder zur Krafterzeugung zu verwenden.

Die weitere Entwicklung dieser Wärmepumpen, die offensichtlich nicht nur die Wärme für Verdampfapparate, sondern überhaupt für jede Art von Heizung liefern kann, ist von großer Tragweite. Die Wärmeversorgung großer Zentralheizungsanlagen ist in dieser Weise ohne jede Kohle durchführbar. Die Wärme, die von tiefer Temperatur auf die Heiztemperatur emporzuheben ist, kann allerdings nicht wie bei dem Kompressionsdestillator einfach der Kondensationswärme der komprimierten Dämpfe entnommen werden, sondern sie muß der Umgebung entzogen werden. Da die Temperatur der Umgebung, wenn eine Heizung notwendig ist, gerade dann am kältesten ist, wenn die Heizung am nötigsten ist, wird man daran denken, die Wärme dem Grundwasser zu entziehen, das eine gleichmäßige Temperatur besitzt und das sich deshalb gut eignet. Es ist jedoch nicht zu verkennen, daß auch dann noch die Temperatur zwischen dem Kondensator der

[1]) Jahrbuch 8 des Ver. deutscher Ing., 1918.

[1]) Diese Angaben sind einem Referat von E. Wirth in der „Schweizerischen Wasserwirtschaft" entnommen, auf das hier wegen näherer Einzelheiten verwiesen werden muß.

[2]) Vgl. die Patente von Riedinger (D.R.P. 205112) und Kummler und Matter (D.R.P. 310352).

[3]) D.R.P. 313842.



Wärmepumpe und ihrem Verdampfer eine recht hohe sein wird, da für die Heizung oder Warmwasserbereitung oft recht hohe Temperaturen gefordert werden.

Hier setzt der ausgezeichnete Erfindungsgedanke des Schweizers H. Zölly[1]) ein, als Wärmequelle für den Verdampfer das warme Abwasser heranzuziehen, das in allen Anlagen, wo große Mengen von warmem Wasser gebraucht werden, auch in ausreichender Menge vorhanden ist. Die Wärme wird dem Abwasser durch die Kältemaschine entzogen und dem Frischwasser mitgeteilt. Dadurch steigt die Verdampfertemperatur, die Temperaturdifferenz sinkt und entsprechend nimmt der Arbeitsaufwand ab. Es wird sozusagen die Wärme nur umgewälzt.

(Schluß folgt.)

[1]) D. R. P. 307388.

Originalmitteilungen.

Apparat zur Prüfung der Sehleistung bei Noniuseinstellung.

Von Ch. v. Hofe.

Einleitung.

Bei den monokularen Entfernungsmessern mit kurzer Basis am Standort ist es eine bekannte Erscheinung, daß ein Beobachter als Mittel einer Reihe von Messungen eine etwas andere Einstellung erzielt, als ein anderer. Dieser sogenannte persönliche Fehler geht über den durchschnittlichen Einstellungsfehler hinaus, ist also durch diesen nicht zu erklären. Da bei der Einstellung die Teilbilder zur Koinzidenz gebracht werden — eine Meßart, die ungefähr der Noniusablesung entspricht —, so würden diese persönlichen Einstellungsunterschiede besagen, daß es Menschen gibt, die zwei Linien, von denen die eine genau in der Fortsetzung der anderen liegt, als gegeneinander verschoben sehen, vorausgesetzt, daß dieser Fehler wirklich am menschlichen Auge liegt. Es ist nämlich auch möglich, daß er durch die in den Entfernungsmesser eingebauten optischen Teile verursacht wird, obwohl hiergegen einzuwenden ist, daß der persönliche Fehler anscheinend unabhängig von den verschiedenen Entfernungsmessern eine ziemlich konstante Größe für jeden Meßmann ist. Auch von den verschiedenen Konstruktionen der Entfernungsmesser scheint dieser Fehler unabhängig zu sein. Er tritt sogar bei den stereoskopischen Entfernungsmessern mit fester Skala und bei denen mit wandernder Marke in demselben Sinn auf, wie bei den monokularen Instrumenten. Hiernach ist es nicht wahrscheinlich, daß der Fehler durch mangelhafte Zentrierung, einseitige Abblendung, oder andere Fehler einzelner optischer Teile hervorgerufen ist.

Aus alledem geht hervor, daß die Ursache des persönlichen Fehlers nur durch umfangreiche Versuche aufgeklärt werden kann, die sich auf monokulare und binokulare Messungen im freien Sehen und bei Verwendung optischer Hilfsmittel erstrecken. Hierzu bot sich während des Krieges die Gelegenheit bei der Entfernungsmesserschule, durch die im Felde dauernd hunderte von Meßleuten ausgebildet wurden, die als vollkommenes Prüfungsmaterial dienen konnten. Ich schlug daher dem Führer dieser Schule, Herrn Hauptmann Bloem, vor, diese Versuche ausführen zu lassen und zugleich damit eine Prüfung der Sehschärfe und eine entsprechende Auswahl der Mannschaften vorzunehmen. Dieser ging mit ebensoviel Verständnis wie Interesse auf die Sache ein und beauftragte den damaligen Lehrer der Schule, Herrn Dr. Hans Schulz mit der Ausführung der Versuche. Der von mir vorgeschlagene Apparat wurde von der optischen Anstalt C. P. Goerz ausgeführt. Aber bevor er noch fertiggestellt war, ging der Krieg zu Ende, und die Entfernungsmesserschule wurde aufgelöst. Daher entschloß ich mich, nach Möglichkeit selbst diese Versuche auszuführen, mußte aber leider aus äußeren Gründen meine Arbeiten gleich nach dem ersten Anfang wieder abbrechen. Da noch nicht vorauszusehen ist, wann ich sie fortsetzen kann, möchte ich trotzdem die erhaltenen Resultate bekanntgeben in der Annahme, daß sie immerhin schon einiges Interesse verdienen.

Versuchsanordnung.

Der Apparat ist in Figur 1 dargestellt. Auf einem etwa 1 m langem Brett befinden sich links in einem Rahmen A die Einstellmarken B_1 B_2; die untere ist fest, die obere kann durch eine Mikrometerschraube C mittels einer Kegelradübertragung mit Hilfe der Stange D hin und her verschoben werden. Die Einstellung kann in $^1/_{100}$ mm an der Skalentrommel E abgelesen werden. Die Stange D ist durch ein Kugelgelenk mit der Achse des Kegelrades verbunden, so daß sie beliebig nach Bequemlichkeit des Beobachters gehalten werden kann. Für größere Beobachtungsabstände kann sie durch die vor dem Grundbrett liegenden Stangen verlängert werden. Die in der Figur hochgeklappte Blende F wird während der Beobachtung heruntergeklappt, so daß man nur die mittlere Partie der beiden Marken durch das

runde Loch sieht. Der Beobachter sieht durch die Stereoskopmaske G auf die Marken. Der Abstand seiner Augen von den Einstellmarken ist also genügend festgelegt. Für Messungen mit einem Auge kann die dem anderen Auge entsprechende Durchblicksöffnung in der Stereoskopmaske durch eine Blende verschlossen werden. Für Stereoskopbeobachtung kann neben dem abgebildeten Markenpaar links ein vollkommen identisches, aber festes Markenpaar eingesetzt werden. In die Blende F können dann zwei Schieber mit je einer Fensteröffnung eingesetzt werden.

Die Objektive $H_1 H_2$ sind für die Beobachtung im freien Sehen heruntergeklappt. Wenn sie eingeschaltet sind, werden, da ihre Brennweite halb so groß ist, wie ihr Abstand von den Meßmarken, diese in natürlicher Größe abgebildet. In diesem Fall wird der Bock mit der Stereoskopmaske G entsprechend weiter von den Meßmarken fortgerückt. Für Stereoskopbeobachtungen wird zwischen den Meßmarken und der Stereoskopmaske eine passende Scheidewand aus Wellpappe aufgestellt. Bei allen Beobachtungen empfiehlt es sich, den Apparat mit schwarzem Papier abzudecken, so daß die Meßmarken nur von links her durch die im Rahmen A angebrachte Milchglasscheibe beleuchtet werden.

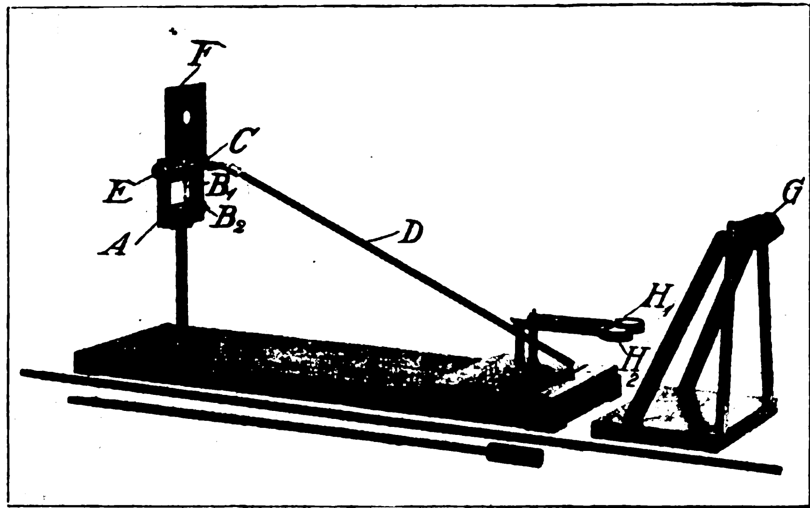


Fig. 1.

Die Ergänzung, die nötig ist, wenn außer den Objektiven auch noch Okulare vorgesehen werden, ist hier noch nicht dargestellt.

Versuchsprogramm.

1. Einstellungen ohne optische Hilfsmittel.

Es wird mit einem Auge gemessen, während das andere durch die vorgeschaltete Blende von der Benutzung ausgeschlossen ist, oder ferner ebenfalls mit einem Auge, während das andere von dem Beobachter zugekniffen wird. In diesem Fall können sich unter Umständen schlechtere Resultate ergeben, da die Anstrengung für den Beobachter größer ist. Ferner werden Einstellungen mit beiden Augen gemacht, aber nur mit einem Markenpaar, also ebenfalls nach dem Koinzidenzprinzip. Schließlich werden noch Messungen mit beiden Augen nach zwei Markenpaaren mit dazwischengestellter Wand ausgeführt, also stereoskopische Einstellungen. Alle diese Messungen werden in mehreren verschiedenen Entfernungen der Augen von den Meßmarken vorgenommen, damit festgestellt wird, ob die Sehschärfe, in Winkelwerten ausgedrückt, unabhängig von der Entfernung ist. Die Entfernungsmesserschule hat nämlich gefunden, daß in der Regel die Meßgenauigkeit mit der Entfernung wächst; für diese auffällige Erscheinung habe ich bisher keine Erklärung finden können. Sie ist festgestellt worden sowohl bei festen, als auch bei beweglichen Zielen.

Sodann wird die Beleuchtung variiert und die Größe der Augenpupillen für jede Beleuchtung gemessen. Diese Messung wird folgendermaßen vorgenommen: Neben den Augen des Beobachters möglichst genau in der Ebene der Pupillen wird ein Maßstab aufgestellt und dann von den Augen und dem Maßstab zusammen eine Blitzlichtaufnahme gemacht. Durch das Bild der Skala wird der Maßstab der Aufnahme festgestellt und danach die Größe der Augenpupille ausgemessen. Bei den Vorversuchen für diese Messungen habe ich als Maximalgröße der Augenpupille 9,25 mm bei jugendlichen Personen festgestellt.

2. Einstellungen mit Objektiven.

Die Objektive $H_1 H_2$ werden vorgeschaltet, der Bock G mit der Stereoskopmaske entsprechend weiter zurückgerückt und auf die reellen Bilder der Einstellmarken genau dieselben Messungen gemacht wie vorhin, jedoch fällt in diesem Fall eine Reihe von Koinzidenzmessungen fort, nämlich diejenige mit Benutzung beider Augen, während dafür eine andere hinzukommt. Hier werden bei den Koinzidenzmessungen beide Meßmarken durch ein Objektiv abgebildet. In diesem Fall sind die Abbildungsfehler für beide Meßmarken vollkommen identisch, da schlechte Zentrierung oder einseitige

Abblendung auf beide Markenbilder vollkommen gleich wirken. Bei der neu hinzukommenden Beobachtungsreihe wird die eine Marke durch das eine Objektiv, und die andere entsprechend seitlich verschobene durch das andere Objektiv abgebildet. Damit die für beide Markenbilder verschieden verlaufenden Strahlenbündel von einem Auge aufgenommen werden können, muß eine Mattscheibe am Bildort eingeschaltet werden. Jetzt können Dezentrierungen und Abblendungen auf beide Marken verschieden wirken und ihre Einflüsse festgestellt werden.

3. Einstellungen mit Objektiven und Okularen.

Für die Messungen mit dem Okular wirkt dieses mit dem Objektiv zusammen wie ein Ablesefernrohr mit entsprechender Vergrößerung. Die Einstellmarken müssen also, um denselben Eindruck hervorzurufen wie vorher, in entsprechend verkleinertem Maßstab ausgeführt werden. Die Messungen werden im übrigen wieder in derselben Weise vorgenommen, also auch monokular und stereoskopisch.

Versuchsresultate.

Bisher ist von diesem Programm nur der allererste Teil ausgeführt, d. h. es ist nur die Sehschärfe für einen Augenabstand von 1 m von den Meßmarken für monokulares und binokulares, aber nicht für stereoskopisches Sehen geprüft worden, und zwar mit verschiedenen Markenformen, die Herr Dr. Hans Schulz auf Grund seiner Erfahrungen an der Entfernungsmesserschule (vgl. Hans Schulz, Über Meßfehler einstationärer Entfernungsmesser. Zeitschr. f. Instr. 1919, 39, S. 91—96, 124—132, 242—252) vorgeschlagen hat. Fig. 2 zeigt die verschiedenen Markenformen. Der Maßstab ergibt sich aus folgenden Angaben: Bei den Marken 1 und 2 beträgt die Dicke des zylindrischen Schaftes 10 mm; bei Marke 7 die Breite des flachen Schaftes ebenfalls 10 mm; bei den Marken 3, 4 und 5 beträgt die Stärke des zylindrischen Teiles 5 mm; ebenso bei den Marken 8, 9, 10 und 11 die Breite des flachen Teiles. Bei Marke 6 hat der zylindrische Teil nur eine Stärke von 1 mm.

Die Marken 5a und 5b sind in erster Linie für stereoskopische Einstellversuche bestimmt und haben den Zweck, festzustellen, wie sehr die Einstellgenauigkeit gesteigert wird, wenn sich neben der Hauptmarke, wie in Fig. 5, noch Nebenmarken in einer größeren und kleineren scheinbaren Entfernung als die Hauptmarken befinden. Der Fall hat Bedeutung für die stereoskopischen Entfernungsmesser mit sogenannter wandernder Marke. Praktische Versuche haben wohl ziemlich einwandfrei ergeben, daß diese Instrumente weniger gute Meßwerte ergeben, wenn, wie z. B. bei Messung auf See, im Gesichtsfeld sich nur das zu messende Ziel und die wandernde Marke befinden. Das stereoskopische Sehvermögen geht dann verloren, wenn der scheinbare Entfernungsunterschied zwischen Meßmarke und Objekt unter einen gewissen Betrag sinkt, weil keine anderen Anhaltspunkte vorhanden sind, die noch den räumlichen Eindruck aufrechterhalten können, wie es z. B. bei Messungen von Objekten der Fall ist, die sich innerhalb einer Landschaft mit reicher Tiefengliederung befinden. In diesem Fall läßt sich das räumliche Sehvermögen steigern durch Hinzufügen solcher Nebenmarken. Jedoch sind meines Wissens noch keine systematischen Versuche angestellt, aus denen hervorginge, bis zu welchem Grade eine Steigerung möglich ist.

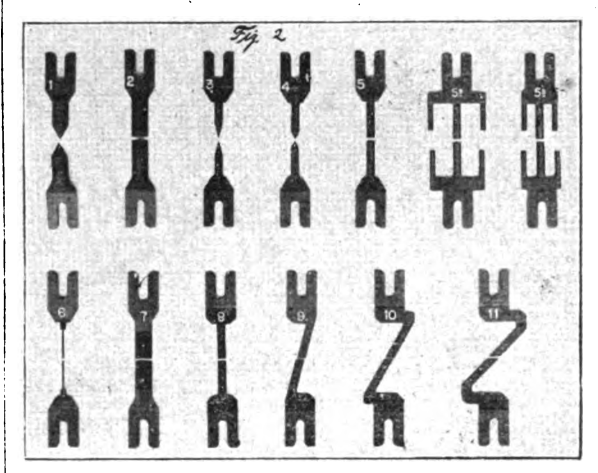


Fig. 2.

Die in den beifolgenden Tabellen angegebenen Zahlen sind die Mittelwerte aus 10 Einstellungen für verschiedene Beobachter und die verschiedenen Meßmarken, und zwar ist einmal der durchschnittliche Meßfehler direkt in Millimetern angegeben und in der anderen Spalte der Winkelwert enthalten, der sich aus der ersten Spalte unter Zugrundelegung eines Abstandes von 1 m ergibt.

Hier ist also die Sehschärfe verschiedener Personen möglichst objektiv bestimmt, und zwar in Winkelwerten bei normalem Tageslicht. Messungen der Beleuchtungsstärke und der Augenpupille sind noch nicht vorgenommen.

Natürlich ist die Sehschärfe unter scheinbar denselben äußeren Umständen nicht konstant, sondern abhängig von der augenblicklichen Disposition des Beobachters. Überhaupt sind die einzelnen Messungen sehr starken Schwankungen unterworfen, so daß eigentlich eine größere Anzahl von Messungen hätte gemacht werden müssen, was aus den angegebenen Gründen nicht möglich war. Dieselbe Markenform ist nicht für alle Personen gleich günstig, sondern die Vorliebe der einzelnen

Tabelle 1.

Beobachtung mit einem Auge, während das andere abgeblendet ist.

	1	2	3	4	5	5a	5b	6	7	8	9	10	11	Mittelwerte
F.	± 0,0490 ± 10,1″	± 0,0370 ± 7,6″	± 0,0200 ± 4,1″	± 0,0370 ± 7,6″	± 0,0236 ± 4,9″	± 0,0300 ± 6,2″	± 0,0340 ± 7,0″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0204 ± 4,2″	± 0,0448 ± 9,2″	± 0,0220 ± 4,5″	± 0,0508 ± 10,4″	± 0,0550 ± 11,4″	± 7,21″
G.	± 0,0284 ± 5,9″	± 0,0400 ± 8,2″	± 0,0296 ± 6,1″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0171 ± 3,5″	± 0,0120 ± 2,5″	± 0,0190 ± 3,9″	± 0,0108 ± 2,2″	± 0,0200 ± 4,1″	± 0,0124 ± 2,6″	± 0,0296 ± 6,1″	± 0,0292 ± 6,0″	± 0,0370 ± 7,6″	± 5,18″
H.	± 0,0580 ± 12,0″	± 0,0280 ± 5,8″	± 0,0268 ± 5,5″	± 0,0530 ± 10,9″	± 0,0232 ± 4,8″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0248 ± 5,1″	± 0,0252 ± 5,2″	± 0,0232 ± 4,8″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0432 ± 8,7″	± 0,0376 ± 7,8″	± 0,0610 ± 12,6″	± 7,61″
S.	± 0,0130 ± 2,7″	± 0,0400 ± 8,2″	± 0,0190 ± 3,9″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0208 ± 4,3″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0190 ± 3,9″	± 0,0080 ± 1,7″	± 0,0264 ± 5,5″	± 0,0260 ± 5,4″	± 0,0236 ± 4,9″	± 0,0360 ± 7,4″	± 4,82″
Mittelwerte	± 7,68″	± 7,45″	± 4,90″	± 6,98″	± 4,48″			± 4,13″	± 3,70″	± 5,75″	± 6,18″	± 7,30″	± 9,75″	

Tabelle 2.

Beobachtungen mit einem Auge, während das andere zugekniffen wird.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Mittelwerte
F.	± 0,0266 ± 5,5″	± 0,0310 ± 6,4″	± 0,0372 ± 7,7″	± 0,0616 ± 12,7″	± 0,0260 ± 5,4″	± 0,0228 ± 4,7″	± 0,0220 ± 4,5″	± 0,0288 ± 5,9″	± 0,0388 ± 8,0″	± 0,0400 ± 8,2″	± 0,0640 ± 13,2″	± 7,47″
G.	± 0,0304 ± 6,3″	± 0,0300 ± 6,2″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0240 ± 5,0″	± 0,0180 ± 3,7″	± 0,0140 ± 2,9″	± 0,0170 ± 3,5″	± 0,0208 ± 4,3″	± 0,0356 ± 7,4″	± 0,0194 ± 4,0″	± 0,0360 ± 7,4″	± 5,12″
H.	± 0,0610 ± 12,6″	± 0,0372 ± 7,7″	± 0,0440 ± 9,1″	± 0,0372 ± 7,7″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0284 ± 5,9″	± 0,0260 ± 5,4″	± 0,0280 ± 5,8″	± 0,0260 ± 5,4″	± 0,0522 ± 10,8″	± 7,38″
S.	± 0,0400 ± 8,2″	± 0,0256 ± 5,3″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0292 ± 6,0″	± 0,0170 ± 3,5″	± 0,0284 ± 5,9″	± 0,0170 ± 3,5″	± 0,0152 ± 3,1″	± 0,0304 ± 6,3″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0268 ± 5,5″	± 5,15″
Mittelwerte	± 8,15″	± 6,4″	± 6,78″	± 7,85″	± 4,45″	± 4,78″	± 4,35″	± 4,68″	± 6,88″	± 5,58″	± 9,23″	

Tabelle 3.

Beobachtungen mit beiden Augen.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Mittelwerte
F.	± 0,0220 ± 4,5″	± 0,0274 ± 5,7″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0368 ± 7,6″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0280 ± 5,8″	± 0,0320 ± 6,6″	± 0,0290 ± 6,0″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0432 ± 8,9″	± 0,0620 ± 12,8″	± 6,67″
G.	± 0,0596 ± 12,3″	± 0,0284 ± 5,9″	± 0,0320 ± 6,6″	± 0,0268 ± 5,5″	± 0,0220 ± 4,5″	± 0,0128 ± 2,6″	± 0,0230 ± 4,7″	± 0,0176 ± 3,6″	± 0,0370 ± 7,6″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0420 ± 8,7″	± 6,09″
H.	± 0,0684 ± 14,1″	± 0,0368 ± 7,6″	± 0,0350 ± 7,2″	± 0,0530 ± 10,9″	± 0,0300 ± 6,2″	± 0,0280 ± 5,8″	± 0,0308 ± 6,4″	± 0,0340 ± 7,0″	± 0,0392 ± 8,1″	± 0,0356 ± 7,4″	± 0,0340 ± 7,0″	± 7,97″
S.	± 0,0228 ± 4,7″	± 0,0300 ± 6,2″	± 0,0170 ± 3,5″	± 0,0280 ± 5,8″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0188 ± 3,9″	± 0,0080 ± 1,7″	± 0,0168 ± 3,5″	± 0,0250 ± 5,2″	± 0,0334 ± 6,9″	± 0,0450 ± 9,3″	± 5,08″
Mittelwerte	± 8,90″	± 6,35″	± 5,50″	± 7,45″	± 5,28″	± 4,53″	± 4,85″	± 4,88″	± 6,63″	± 7,20″	± 9,45″	

Beobachter für die eine oder die andere Marke verschieden.

Für geübte Beobachter geht der durchschnittliche Einstellfehler, wie man sieht, im günstigsten Fall auf weniger als 2 sec herab. Die in den Tabellen 1—3 in der letzten vertikalen Spalte angegebenen Mittelwerte zeigen die durchschnittlichen Einstellfehler eines jeden Beobachters mit allen 11 Marken. Bei der Bildung des Mittelwertes in der Tabelle 1 sind die mit den Markenformen 5a und 5b gemachten Messungen nicht berücksichtigt. Die vier Beobachter verteilen sich auf zwei Gruppen zu je zwei; die Beobachter F. und H. haben offenbar weniger Übung als G. und S. Immerhin sind bei allen die Resultate recht gut; die durchschnittlichen Einstellfehler schwanken zwischen rund 5 und 8 sec. Am besten hat mit allen Marken der Beobachter S. gemessen, der in einem Fall (Tabelle 1) sogar bis auf 4,8 sec herunterkommt.

Die in der letzten horizontalen Spalte angegebenen Mittelwerte geben Aufschluß über den Wert der verschiedenen Meßmarkenformen. Die kleinsten durchschnittlichen Einstellfehler werden erreicht mit den Marken 6 und 7, d. h. mit der dünnsten zylindrischen und mit der breitesten flachen Form. Fast ebenso gut sind die Messungen mit der Marke 5, die einen zylindrischen Schaft von mittlerer Stärke hat, während die Marke 8, die einen flachen Streifen von mittlerer Stärke besitzt, und die Marke 3 wenig schlechtere Resultate liefern. Letztere besitzt einen zylindrischen Schaft von mittlerer Stärke (wie Marke 5), aber mit schlanker Spitze, die einen Winkel von 30° darstellt; die Marke 4 hat dieselbe Gestalt, nur daß der spitze Winkel 60° zeigt. Am günstigsten von den drei Markenformen 3, 4 und 5, die denselben Zylinderdurchmesser besitzen, ist gemessen worden mit der senkrecht abgeschnittenen Marke 5. Die nächstbesten Resultate liefert die schlanke, spitze Form 3 und die am wenigsten guten die stumpfe Form 4. Ähnlich sind die Resultate, die mit den Marken 1 und 2 erzielt sind, jedoch ist der Unterschied zwischen der Marke 1, die mit einem Winkel von 60° zugespitzt ist, und der senkrecht abgeschnittenen Marke 2 nicht so groß, wie zwischen den Marken 4 und 5. Die mit Nebenmarken versehenen Formen 5a und 5b geben wenig schlechtere Werte als die Marke 5. Die Nebenmarken wirken also nicht besonders störend.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den Werten der Tabellen 1—3 ist nicht festzustellen, so daß es hiernach gleichgültig ist, ob man das eine Auge zukneift, abblendet oder mit benutzt. Vorläufig gilt dieses Resultat allerdings nur für ausreichende Beleuchtung und bei kurzer Dauer der Messungen, bei der noch keine starken Ermüdungserscheinungen auftreten.

Eine Neigung der Marken zur Trennungslinie wirkt um so ungünstiger, je kleiner sie ist. Wenn die Hauptrichtung der Marke die Trennungslinie, bzw. die Richtung der Verschiebung senkrecht schneidet, so ist begreiflicherweise die Einstellung am genauesten. Ist dagegen der Neigungswinkel 0°, so ist natürlich überhaupt keine Verschiebung mehr wahrzunehmen, und der Einstellfehler muß unendlich groß werden. Es ist daher anzunehmen, daß der Einstellungsfehler umgekehrt proportional dem Sinus des Neigungswinkels ist. Während bei der Marke 8 der Neigungswinkel gegen die Trennungslinie 90° beträgt, ist er bei der Marke 9 75°, bei Marke 10 60° und bei Marke 11 45°.

Tabelle 4.

	90° (8)	75° (9)	60° (10)	45° (11)
Beobachteter Mittelwert	5,10 sec	6,56 sec	6,69 sec	9,48 sec
Berechnete Werte	6,43 „	6,66 „	7,43 „	9,09 „
$\frac{1}{\sin}$	1,000	1,035	1,155	1,414

In der Tabelle 4 sind in der ersten horizontalen Reihe die arithmetischen Mittel aus den Beobachtungswerten der Tabelle 1, 2 und 3 für die Markenformen 8, 9, 10 und 11 angegeben. Man sieht, daß diese Meßfehler von links nach rechts ansteigen, was wohl im Grunde genommen selbstverständlich ist. Immerhin ist die Zahl der Beobachtungen zu gering, um daraus eine Gesetzmäßigkeit herleiten zu können. Z. B. hat der Beobachter G. in Tabelle 1 mit Marke 8 ein auffällig gutes Resultat erzielt, im Vergleich zu seinen Messungen mit den Marken 7 und 9. Umgekehrt ist das Meßresultat des Beobachters S. mit der Markenform 7 im Vergleich zu seinen Messungen mit der Marke 8. In ähnlicher Weise fällt aus der Reihe heraus das Resultat des Beobachters G. in Tabelle 2 mit der Markenform 10. Um die höchstwahrscheinlich auf die zu geringe Zahl von Beobachtungen zurückzuführende Ungleichmäßigkeit der Resultate etwas besser auszugleichen, habe ich aus den in der letzten horizontalen Spalte enthaltenen Mittelwerten der Tabelle 1—3 für die Marken 8—11 das arithmetische Mittel genommen. Dieses würde der durchschnittliche Einstellfehler für eine nicht vorhandene Marke mit der Neigung $67^1/_2{}^0$ zur Trennungslinie sein, und zwar beträgt dieser durchschnittliche Einstellfehler 6,96 sec. Wenn dieser Wert mit sinus $67^1/_2{}^0$ multipliziert wird, so ergibt sich als durchschnittlicher Einstellfehler für die Neigung von 90° der Wert 6,43 sec. Dieser Wert, durch sin 75°, sin 60° und sin 45° dividiert, ist der nach der Annahme zu erwartende durchschnittliche Einstellfehler für

Tabelle 5.

Beobachtungen mit beiden Augen mit Meßmarke 7 bei verschiedener Breite des Zwischenraumes zwischen der oberen und der unteren Marke.

Höhe des Zwischenraumes . .	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
Winkelwert des Zwischenraumes	0,0°	40″	80″	120″	160″	200″
F.	± 0,0242 ± 5,0″	± 0,0200 ± 4,1″	± 0,0256 ± 5,3″	± 0,0210 ± 4,3″	± 0,0368 ± 7,6″	± 0,0404 ± 8,3″
G.	± 0,0190 ± 3,9″	± 0,0140 ± 2,9″	± 0,0160 ± 3,3″	± 0,0340 ± 7,0″	± 0,0360 ± 7,4″	± 0,0340 ± 7,0″
H.	± 0,0240 ± 4,9″	± 0,0232 ± 4,8″	± 0,0350 ± 7,2″	± 0,0470 ± 9,7″	± 0,0420 ± 8,7″	± 0,0420 ± 8,7″
S.	± 0,0160 ± 3,3″	± 0,0248 ± 5,1″	± 0,0224 ± 4,6″	± 0,0200 ± 4,1″	± 0,0270 ± 5,6″	± 0,0380 ± 7,8″
Mittelwerte	± 4,28″	± 4,23″	± 5,08″	± 6,28″	± 7,33″	± 7,95″

die Marken 9, 10 und 11. Sie sind in der Tabelle als berechnete Werte in der zweiten horizontalen Spalte angegeben. Vergleicht man diese Werte mit den beobachteten Mittelwerten, so ergibt sich, bis auf die Resultate für die Marke 8, für welche die Beobachtungswerte auffallend günstig sind, eine ganz leidliche Übereinstimmung. Immerhin kann selbstverständlich aus dieser Zusammenstellung mit Rücksicht auf die großen Schwankungen der einzelnen Beobachtungswerte, über die schon weiter oben gesprochen ist, eine Gültigkeit der Annahme, daß der Meßwert umgekehrt proportional dem Sinus des Neigungswinkel der Meßmarken zur Trennungslinie ist, nicht hergeleitet werden. Höchstens spricht einiges für die Wahrscheinlichkeit der Annahme.

Bei der Herstellung von Entfernungsmessern wird großer Wert auf eine möglichste Feinheit der Trennungslinie (vgl. Ch. v. Hofe, Fernoptik, Leipzig 1911. J. A. Barth. Seite 121) zwischen den beiden Teilbildern gelegt. Ob diese Ansicht berechtigt ist oder nicht, wurde mit diesem Apparat ebenfalls untersucht, und zwar in der Weise, daß die sich gegenüberstehenden Marken mehr oder weniger auseinandergerückt wurden und zwar um 0,2 mm, steigend von 0,0 bis 1,0 mm. Die Resultate sind in der Tabelle 5 angegeben. In der letzten horizontalen Spalte dieser Tabelle sind wieder die Mittelwerte für sämtliche Beobachter enthalten. Man sieht aus diesen, daß die Meßfehler für die Zwischenräume 0,0 und 0,2 mm praktisch gleich groß sind, dann aber mit der Höhe des Zwischenraumes dauernd ansteigen.

Bei einem Augenabstand von 1 m ist der Winkelwert der Zwischenräume zwischen der unteren und der oberen Meßmarke für 0,2 mm rund 40 sec. Aus der Gleichheit der Einstellungen für den Zwischenraum von 0,0 und 0,2 mm läßt sich also schließen, daß bei 40 sec Dicke des Zwischenraumes das Auge noch keine Verbreiterung der Trennungslinie wahrnimmt. Nach den Untersuchungen der physiologischen Optiker war dieses Resultat zu erwarten, denn diese geben die Sehschärfe des Auges zu 60 sec an (vgl. Helmholz, Pyhsiol. Optik, Bd. 2, S. 30 und 34). Sowie die Dicke der Trennungslinie aber diesen Wert überschreitet, ist sofort eine Verschlechterung der Meßresultate wahrzunehmen, die ziemlich gleichmäßig mit den Dickenwerten steigt. Hieraus ist aber zu folgern, daß die Dicke der Trennungslinie zwischen den Teilbildern bei Entfernungsmessern den Grenzwert der Sehschärfe nicht überschreiten darf. Bei einer Okularbrennweite von 20 mm würde dies ein Betrag von rund 0,005 mm sein. Bei größerer Stärke würde die Trennungslinie störend auf die Messungen wirken.

Für die hier benutzte Einstellmethode (Noniuseinstellung) sind also die Messungen besonders gut. Bezeichnet man mit Sehschärfe bzw. Einstellgenauigkeit den reziproken Wert des in Graden ausgedrückten durchschnittlichen Einstellfehlers, so wird in der besten Meßreihe eine Sehschärfe von 2000 erreicht (1,7″ = 0,0005°). Der durchschnittliche Wert für die Sehschärfe, der sich aus den sämtlichen Werten der Tabellen 1—3 für die Marken 1—8 (ohne 5a und 5b) ergibt, ist 611 (5,8″ = 0,00162°). Für die Trennung von Doppellinien gibt Helmholz einen Grenzwinkel von 60″ an, das würde einer Sehschärfe von 60 ($^1/_{60}$°) entsprechen. Ich glaube, daß die hier beschriebene Methode sehr geeignet ist die Sehschärfe zu prüfen, da sie bei der hohen erreichbaren Einstellgenauigkeit geeignet ist, auch noch sehr feine Unterschiede festzustellen und daher recht einwandfreie Werte zu liefern.

Die hier benutzte Methode, die Sehschärfe anzugeben, hat den Vorzug, daß sie keine gar zu großen Zahlen liefert, wie es der Fall sein würde, wenn man den reziproken Wert des Winkels in Bogenmaß benutzt, während diese letztere Ausdrucksweise vielleicht eine größere Anschaulichkeit bieten würde.

(Eingegangen am 17. Februar 1920.)

Besprechungen.

Rinne, F., **Einführung in die kristallographische Formenlehre und elementare Anleitung zu kristallographisch-optischen sowie röntgenographischen Untersuchungen.** 8°. XII, 207 S. 460 Abb. im Text, 3 Tfln. Dr. Max Jänecke, Verlagsbuchhandlung, Leipzig 1919.

Der bekannte Leipziger Mineraloge gibt unter diesem Titel die dritte, erweiterte Auflage von „Das Mikroskop im chemischen Laboratorium" heraus. Diese Einführung wendet sich nicht allein an Studierende, insbesondere der Chemie, sondern will auch den bereits berufstätigen Chemiker für das Polarisationsmikroskop interessieren und zu selbständigen, kristallographisch-optischen Untersuchungen befähigen. Im ersten Viertel werden die geometrischen Grundlagen der Kristallographie übersichtlich dargestellt; daran schließt sich eine eingehende Beschreibung der kristalloptischen Arbeitsmethoden. Die reiche Auswahl guter Abbildungen im Verein mit den durchsichtigen Ausführungen sichert eine erfolgreiche Benutzung dieser Anleitung. Zum Schluß werden die Grundlagen der durch M. v. Laue erst vor kurzem begründeten kristallographischen Röntgenogrammetrie dargestellt. Da diese zweifellos im Verein mit der (für Kristallpulver geeigneten Debye-Scherrerschen Methode eine stets wachsende Bedeutung erlangen wird, so wäre wünschenswert gewesen, diese Darlegungen durch Literaturhinweise auf die Originalarbeiten zu ergänzen. Bei einer neuen Auflage dürfte sich eine Erweiterung dieses letzten Teiles wohl empfehlen. R. Swinne.

Börnstein, R., **Sichtbare und unsichtbare Strahlen.** 3., neubearb. Aufl. von E. Regener. 130 S. 71 Abb. im Text. Aus Nat. u. G. W. Bd. 64. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920. Kart. 1,60 M. u. Zuschläge.

In klarer, leichtverständlicher, dabei sachlich einwandfreier Darstellung, werden hier in 6 Kapiteln auch für nicht theoretisch vorgebildete Leser behandelt: die Wellennatur der Strahlen; Schallstrahlen und Schallwellen; Lichtstrahlen; der unsichtbare Teil des Spektrums; elektromagnetische Schwingungen und Strahlen; die korpuskularen Strahlen und die Röntgenstrahlen. Während die vier ersten Kapitel vom neuen Bearbeiter fast unverändert übernommen sind, liegt eine neue Abfassung der beiden letzten Kapitel unter Berücksichtigung der neueren Fortschritte vor.

R. Swinne.

Personalnachrichten.

Berlin. Auf den erledigten Lehrstuhl für theoretische Physik an der Berliner Technischen Hochschule ist der bisherige Professor an der Militärtechnischen Akademie Geh. Reg.-Rat Dr. rer. nat. Carl Cranz berufen worden.

Berlin. Der Dozent für die physikalischen Grundlagen der Elektrochemie und Privatdozent an der Berliner Technischen Hochschule Prof. Dr. Salomon Kalischer ist zum außerordentlichen Honorarprofessor daselbst ernannt worden.

Berlin. Prof. Dr. F. Kerschbaum, Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Institutes für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem, hat die Leitung des Versuchslaboratoriums der C. P. Goerz-Photochemische Werke, Berlin-Zehlendorf, übernommen.

Bonn. Der Bonner physikalische Lehrstuhl ist infolge der Ablehnung Prof. Dr. Paschens (Tübingen) dem Ordinarius an der Universität Münster, Prof. Dr. Heinrich Konen, angeboten worden.

Breslau. Das Ordinariat sowie die Leitung des Eisenhüttenmännischen Instituts an der Breslauer Technischen Hochschule ist dem Vorsteher der Abteilung für Metallographie am Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem und Privatdozenten an der Berliner Technischen Hochschule Dipl.-Ing. Prof. Oswald Bauer übertragen worden.

Dortmund. Durch Beschluß von Rektor und Senat der Technischen Hochschule zu Aachen ist dem Generaldirektor Vögler in Dortmund in Anerkennung der verdienstvollen Mitarbeit an der Wiederaufrichtung des Wirtschaftslebens und der regen Förderung der Technischen Hochschulen sowie des gesamten deutschen Eisenhüttenwesens die Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber verliehen worden.

Dresden. Zum Nachfolger des Professors v. Mises auf dem Lehrstuhl für Festigkeitslehre einschließlich der Gebiete der Hydrodynamik und der Aerodynamik an der Technischen Hochschule zu Dresden ist vom 1. April d. J. ab der Privatdozent für Mathematik an der Würzburger Universität Dr. Ludwig Föppl unter Ernennung zum Ordinarius berufen worden.

Dresden. Der nichtplanmäßige außerordentliche Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden Dr.-Ing. Kurt Neumann ist vom 1. März 1920 ab zum planmäßigen außerordentlichen Professor für besondere Gebiete des Maschinenwesens an dieser Hochschule ernannt worden.

Dresden. Am 2. März starb der Ordinarius der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Dresden, Prorektor Geh. Rat Prof. Dr. Martin Krause im 69. Lebensjahre.

Graz. Der ordentliche Professor der Mathematik an der Grazer Universität Prof. Dr. Viktor Dantscher ist in den Ruhestand getreten.

Kiel. Der langjährige Vertreter der Mathematik an der dortigen Universität, Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Leo Pochhammer, ist im 79. Lebensjahre verstorben.

Kiel. Der ordentliche Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Breslau Dr. Ernst Steinitz hat einen Ruf an die Universität Kiel als Nachfolger von Prof. H. Jung erhalten.

Königsberg. Dr. phil. Friedrich Hayn, erster Observator an der Universitätssternwarte in Leipzig, hat einen Ruf auf den Lehrstuhl der Astronomie in Königsberg als Nachfolger Battermanns erhalten.

Zürich. Dr. phil. Paul Scherrer, Privatdozent für Physik an der Göttinger Universität, hat einen Ruf an die Technische Hochschule in Zürich erhalten.

Gesellschaftsnachrichten.

Gesellschaft für technische Physik.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße Nr. 3, mitzuteilen.

Die Mitgliedsbeiträge sind portofrei einzusenden entweder auf das Konto der Gesellschaft für technische Physik Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II.

Sämtliche Zahlungen oder Überweisungen müssen den Vermerk „für das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik" tragen.

Der Beitrag beläuft sich laut Beschluß der Hauptversammlung für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder auf Mk. 30.—, für die auswärtigen Mitglieder auf Mk. 20.—, für Firmen, Korporationen, Institute auf Mk. 100.—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50.— pro Jahr beziehen.



Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Karl Boedecker, Karlsruhe:
Herr Dr. Wilhelm Schmidt, Siemens-Schuckert-Werke, Nürnberger Werk, Nürnberg, Gostenhofer Hauptstraße 73.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Otto Hess, Cassel, Kaiserplatz 31.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Walter König, Gießen, Hofmannstr. 11.
Herr Geheimer Regierungsrat Prof. Dr. G. Roessler, Danzig-Langfuhr, Steffensweg 2.
Herr Obering. Moritz Schenkel, Siemens-Schuckert-Werke Charlottenburg, Soorstr. 39.
Herr Dr. Karl Schmidt, Karlsruhe, Kaiserstr. 12.
Herr Dr. Guido Szivessy, Privatdozent an der Universität Münster (Westf.).

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Dr.-Ing. Hermann Gewecke, Oberingenieur der Ges. f. drahtl. Tel., Nowawes, Heimdallstr. 9.
Herr Prof. Dr.-Ing. A. Nägel, Dresden, Eisenstuckstraße 17.
Herr Dr. Wilhelm Rohn, i. Fa. W. C. Heraeus, Hanau a. M., Grimmstr. 17 II.

Seitens des Herrn Dr. K. Mey, Berlin:
Herr Dr. Richard Jacoby, Berlin W. 15, Bayrische Str. 6.

Seitens des Herrn Dr. H. Rukop, Berlin:
Herr Ober-Ingenieur Otto von Bronk, Berlin-Treptow, Defreggerstraße.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Dipl.-Ing. R. Barkow, beratender Ingenieur, Charlottenburg 4, Weimarer Straße Nr. 13.
Herr Dipl.-Ing. F. W. Brusch, Kiel, Schloßstraße 38.
Herr R. V. Gaarz, Charlottenburg, Hebbelstraße Nr. 8, bei der Firma S. & H.
Herr Dr. E. Geissler, bei der Firma Dr. E. F. Huth, Berlin SW. 48, Wilhelmstraße.
Herr Dr. Haussmann, Hamburg, Eduardstraße 47.
Herr Dr. Hiemenz, Hamburg, Richardstraße 50a II.
Herr Dr. Kampf, Bergedorf b. Hamburg, Ernst-Mantius-Str. 22.
Herr Dr. Kessler, Jena.
Herr Dipl.-Ing. Knorr, Hamburg, Erlenkamp 10 I.
Firma Friedrich Krupp A.-G., Germaniawerft, Kiel-Gaarden.
Herr Dr. F. Linde, München, Idastr. 20.
Herr Dr. S. Loewe, Berlin SW., Gitschiner Straße Nr. 108.
Herr Dr.-Ing. Otto Mies, Hamburg 26, Sievekingsallee 56.
Herr Dr. G. G. Möller, Hamburg-Fuhlsbüttel, Fuhlsbütteler Damm Nr. 137 I.
Firma Neufeld & Kuhnke, Kiel, Werk Ravensberg.
Firma Optische Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abt. Scheinwerferbau, Leutzsch b. Leipzig.
Herr Dr.-Ing. Otto Petersen, Geschäftsführer des Vereins deutscher Eisenhüttenleute, Düsseldorf, Sybelstraße 1, Schließfach 664.
Herr Dr. phil. Wilhelm Rudolph, Kiel, Gerhardtstraße 52.
Herr Dr.-Ing. Schaefer, Hamburg, Hammersteindamm Nr. 110 II.
Herr Dr. phil. Wilhelm Treitschke, Kiel, Niemannsweg Nr. 81.
Herr Dr. H. Walter, Berlin W. 30, Hohenstaufenstraße Nr. 53.
Herr Dr.-Ing. Wasmus, Hamburg-Lokstedt.

Adressenveränderungen:

Herr Prof. Dr. Kerschbaum, Berlin-Wilmersdorf, Deidesheimer Str. 12.

Der 1. Vorsitzende:
Dr. G. Gehlhoff.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am 12. März 1920, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Skaupy spricht „Über Edelgaslichtbogenlampen".

Die Sitzung am 26. März 1920 fiel wegen der politischen Ereignisse und des Generalstreiks aus. Der Vortrag des Herrn Dr. Germershausen über „Theorie und Anwendung der elektrischen Gleichrichter mit Edelgasfüllung" wurde auf einen späteren Termin verschoben.

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

Erste ordentliche Sitzung am Montag, den 12. Januar 1920, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Universität Kiel. Vorsitzender Professor Martienssen.

a) Die vom Arbeitsausschuß der Kieler Ortsgruppe entworfenen Zusätze zu den Statuten der Deutschen Gesellschaft für techniche Physik werden nach Verlesung ohne Debatte angenommen.

b) Die Wahlen zum Vorstand und Beirat wurden aufgeschoben.

c) Herr Simon spricht über „Zündgefahr auf Luftfahrzeugen".

Zweite ordentliche Sitzung am Montag, den 16 Februar 1920, im Dozentenzimmer des Studentenheims Kiel. Vorsitzender Betriebsdirektor Richter.

Tagesordnung:

a) Wahlen: Es wurden folgende Herren gewählt:

1. Vorsitzender: Herr Richter, Betriebsdirektor der Germaniawerft,
2. Vorsitzender: Herr Simon, Abteilungsvorsteher der Torp.- und Min.-Insp.,
Schatzmeister: Herr Bessel, Professor an der höheren Maschinenbauschule,
1. Schriftführer: Herr Dr. Daiber, Ingenieur der Germaniawerft,
2. Schriftführer: Herr Dr. Lichte, Physiker bei der Signal-Gesellschaft.

Beirat:

Herr Geheimrat Professor Dr. Dieterici, Universität,
Herr Direktor Hahnemann, Signal-Gesellschaft,
Herr Professor Dr. Martienssen, Universität,
Herr Dr. phil. Treitschke,
Herr Direktor Zetzmann, Germaniawerft.

Nach vollzogener Wahl übernimmt Herr Richter den Vorsitz.

b) Erörterung über den Vortrag des Herrn Simon über die Zündgefahr auf Luftfahrzeugen.

c) Herr Hecht spricht über Elektromagnetisch erregte mechanische Schwingungsgebilde.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 | Erster Jahrgang | Nr. 5

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Reversible Wärmeerzeugung.

(Vorgetragen in der Sitzung am 5. Dezember 1919.)

Von E. Altenkirch.

(Schluß.)

4. Kaskadenschaltung.

In vielen Fällen, wo sonst eine reversible Wärmeerzeugung erwünscht wäre, wird sich allerdings eine große Temperaturdifferenz nicht vermeiden lassen. Wenn zum Beispiel Wasserdampf hoher Spannung erzeugt werden soll, dessen Abwärme aus irgend welchen Gründen nicht ausnutzbar ist. Es ist klar, daß es immer schwieriger sein muß, eine Wirtschaftlichkeit für solche Anlagen zu erzielen, je höher die Temperaturdifferenz ist. Denn einmal wird der maschinelle Aufwand größer, und dann steigt der Arbeitsaufwand so, daß die Ersparnis gegenüber der irreversiblen Heizung abnimmt.

Man könnte auf den Gedanken kommen, daß bei großen Temperaturdifferenzen die Verluste überhaupt so groß werden, daß die Ersparnis fast verschwindet. Es müssen mehrere Kältemaschinen in Kaskade geschaltet werden, jede hat ihren besonderen Wirkungsgrad, und wenn man etwa diese Wirkungsgrade miteinander multiplizieren müßte, um den Gesamtwirkungsgrad zu erhalten, wie es bei der Hintereinanderschaltung mechanischer Triebwerke geschehen muß, so würde für die Überwindung von Temperaturdifferenzen von beispielsweise 150^0 der Kraftbedarf so hoch werden, daß die Ersparnis geringfügig sein würde.

Dies ist jedoch nicht der Fall, und zwar aus zwei Gründen. Erstens nämlich ist der Wirkungsgrad für die Wärmeerzeugung günstiger als für die Kälteerzeugung. Weniger darum, weil hier die Einstrahlungen nicht mehr als Verlust zu buchen sind — dafür treten jetzt Ausstrahlungsverluste des Kondensators auf —, sondern in einfacher Konsequenz des ersten Wärmesatzes.

Ist η_0 der Wirkungsgrad der Kälteleistung, so ist

$$Q_0 = K_1 \frac{T_0}{T_1 - T_0} \eta_0 .$$

Diese Definition des Wirkungsgrades ist allerdings nicht ganz korrekt, vielmehr etwas summarisch. Sie ist aber für unseren Zweck am übersichtlichsten.

Ist in derselben Weise η_1 der Wirkungsgrad der Wärmeleistung, so ist

$$Q_1 = K_1 \frac{T_1}{T_1 - T_0} \eta_1 .$$

Vorausgesetzt, daß auch die Abwärme des Kompressors der Wärmeerzeugung nutzbar gemacht wird, und daß die Ausstrahlungsverluste der Wärmeerzeugung sich mit den Einstrahlungsverlusten der Kälteerzeugung gerade aufwiegen, gilt dann notwendigerweise

$$Q_1 = K_1 + Q_0 = K_1 \left(1 + \frac{T_0}{T_1 - T_0} \eta_0 \right),$$

da Wärme nicht von selbst entstehen oder vergehen kann. Folglich erhält man durch Gleichsetzen beider Ausdrücke

$$K_1 \frac{T_1}{T_1 - T_0} \eta_1 = K_1 \frac{T - T_0 + T_0 \eta_0}{T_1 - T_0},$$

woraus folgt

$$\eta_1 = \frac{T_1 - T_0 + T_0 \eta_0}{T_1} .$$

Der Wirkungsgrad der Kälteerzeugung verhält sich also zu dem der Wärmeerzeugung folgendermaßen:

$$\frac{\eta_0}{\eta_1} = \frac{T_1 \eta_0}{T_1 - T_0 + T_0 \eta_0} = \frac{\eta_0}{1 - \frac{T_0}{T_1}(1 - \eta_0)} .$$

Die rechte Seite dieses Ausdrucks ist nun stets kleiner als 1, denn für $\eta_0 = 1$ ist er 1, und für kleinere Werte von η_0 wird er kleiner, da der Einfluß von η_0 im Nenner kleiner ist als im Zähler. Der Unterschied wird um so stärker, je größer der Temperaturunterschied und je schlechter der Wirkungsgrad der Kälteerzeugung ist. Für eine Temperaturdifferenz von etwa 120^0 und einen Wirkungsgrad der Kälteerzeugung von 0,5 ist der Wirkungsgrad der Wärmeerzeugung 0,65, also 1,3 mal so groß wie der erstere.

Will man die Wärmeleistung mit Hilfe des Wirkungsgrades der Kälteleistung darstellen, so erhält man

$$Q_1 = K_1 \frac{T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1 - T_0 + T_0 \eta_0}{T_1}$$
$$= K_1 \frac{T_1 - T_0 + T_0 \eta_0}{T_1 - T_0},$$

das heißt, für $\eta_0 = 0$ und $Q_0 = 0$ wird nicht etwa auch $Q_1 = 0$, sondern gleich K_1. Es kommt nach den vorhin festgestellten Voraussetzungen unter allen Umständen mindestens die aufgewandte Arbeit als Wärme zum Vorschein. Der Wirkungsgrad der Wärmepumpe ist in diesem Falle gleich $\frac{T_1 - T_0}{T_1}$. Kleiner könnte er nur werden, wenn die Ausstrahlungsverluste eine größere Rolle spielen, als oben angenommen.

Für die weitere Rechnung am bequemsten ist der Vergleich der Kälteleistung mit der Wärmeleistung.

$$\frac{Q_0}{Q_1} = \frac{\eta_0 T_0}{\eta_1 T_1} = \frac{\eta_0}{1 - \frac{T_0}{T}(1 - \eta_0)} \cdot \frac{T_0}{T_1}.$$

Nennt man den Ausdruck

$$\eta' = \frac{\eta_0}{\eta_1} = \frac{\eta_0}{1 - \frac{T_0}{T_1}(1 - \eta_0)}$$

den Wirkungsgrad des Wärmeverhältnisses, so erkennt man, daß dieser von einer anderen Größenordnung ist als der Wirkungsgrad η_0 oder η_1. Er liegt viel näher an 1. Ist zum Beispiel

$$\frac{T_0}{T_1} = 0{,}9,$$

das heißt die Temperaturdifferenz etwa 30^0, und $\eta_0 = 0{,}7$, so ist

$$\eta' = \frac{0{,}7}{1 - 0{,}9 \cdot 0{,}3} = \frac{0{,}7}{0{,}73} = 0{,}96.$$

Der Wirkungsgrad des Wärmeverhältnisses ermöglicht nun in der einfachsten Weise die Berechnung der Kaskadenschaltung. Die Kälteleistung der zweiten Stufe muß Q_1 sein, die zugehörige Wärmeleistung sei Q_2. Dann ist offenbar

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \eta'' \frac{T_1}{T_2}$$

und in der dritten Stufe

$$\frac{Q_2}{Q_3} = \eta''' \frac{T_2}{T_3} \quad \text{usw.}$$

Der Wirkungsgrad des Wärmeverhältnisses der gesamten Kaskadenschaltung ist durch einfache Multiplikation dieser Ausdrücke zu erhalten. Es ist

$$\frac{Q_0}{Q_3} = \eta' \eta'' \eta''' \frac{T_0}{T_3}.$$

Hieraus beantwortet sich jetzt auch die Frage des Wirkungsgrades bei mehrfacher Kaskadenschaltung. Wohl ist der Gesamtwirkungsgrad gleich dem Produkt der Einzelwirkungsgrade, aber der Wirkungsgrade des Wärmeverhältnisses, und nicht etwa der Wirkungsgrade der Kälteleistung oder auch nur der Wärmeleistung. Die Wirkungsgrade des Wärmeverhältnisses sind aber, wie eben gezeigt wurde, nahezu 1. Der Gesamtwirkungsgrad des Wärmeverhältnisses muß also auch in extremen Fällen ein günstiger sein.

Wählt man die einzelnen Stufen der Kaskade so, daß die Temperaturverhältnisse gleich sind, also

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_2}{T_3} = \sqrt[3]{\frac{T_0}{T_3}},$$

und nimmt man ferner an, daß die Wirkungsgrade der Kälteleistung in den einzelnen Stufen einander nahezu gleich sind, so ist

$$\eta' = \eta'' = \eta'''$$

und

$$\eta_3 = \eta' \eta'' \eta''' = \left[\frac{\eta_0}{1 - \sqrt[3]{\frac{T_0}{T_3}}(1 - \eta_0)}\right]^3,$$

ein Ergebnis, das offenbar auch dann angenähert zutreffen wird, wenn die Voraussetzungen nicht genau erfüllt sind. Die Resultate sind ohne weiteres auf *n*fache Kaskadenschaltung übertragbar.

Die genauere Berechnung der Kaskadenschaltung muß natürlich unter Berücksichtigung der von Hort[1]) gegebenen Grundsätze und Richtlinien erfolgen.

Aus dem Wärmeverhältnis läßt sich nunmehr auch der Arbeitsaufwand berechnen. Es ist

$$K_3 = Q_3 - Q_0 = Q_0 \frac{T_3}{T_0} \cdot \frac{1}{\eta_3} - Q_0$$
$$= Q_0 \left[\frac{T_3}{T_0} \cdot \frac{1}{\eta_3} - 1\right]$$
$$= Q_0 \left[\frac{T_3}{T_0} \cdot \left(\frac{1 - \sqrt[3]{\frac{T_0}{T_3}}(1 - \eta_0)}{\eta_0}\right)^3 - 1\right].$$

Für ein Temperaturverhältnis von $\frac{T_3}{T_0} = 1{,}37$, entsprechend einer Temperaturdifferenz von etwa 100 Grad, und $\eta_0 = 0{,}7$ wird

[1]) Dr. Hort, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie 1904 und 1905.

$$K_3 = Q_0 \left[1{,}37 \cdot \left(\frac{1 - 0{,}27}{0{,}7} \right)^3 - 1 \right]$$
$$= Q_0 [1{,}37 \cdot 1{,}135 - 1] = Q_0 \cdot 0{,}55 \,.$$

Im theoretisch günstigsten Falle wäre $K_3 = Q_0\ 0{,}37$, das Verhältnis des günstigsten zum wirklichen Kraftverbrauch ist demnach $0{,}37 : 0{,}55 = 0{,}67$, also nur wenig schlechter als bei einer einzigen Kältemaschine, die zwischen geringen Temperaturdifferenzen arbeitet. Dies Ergebnis ist bemerkenswert und dürfte von allgemeinerer Bedeutung sein. Das für die Kaskadenschaltung günstige Ergebnis läßt also auch Erfolge für die reversible Wärmeerzeugung bei größeren Temperaturdifferenzen erwarten.

Die Ersparnis an Arbeitsaufwand gegenüber der irreversiblen Heizung ist natürlich bei so großen Temperaturdifferenzen wesentlich geringer, als bei den früheren Beispielen. Sie beträgt für das gewählte Beispiel

$$\frac{Q_0}{Q_3} = 0{,}64 = 64\,\%.$$

Immerhin kann man mit einer Kilowattstunde bei reversibler Wärmeerzeugung noch etwa das dreifache an Wärme leisten, als bei irreversibler. Die reversible Erzeugung von Wasserdampf aus der elektrischen Energie der Wasserkräfte der Schweiz und Skandinaviens ist demnach nur noch eine Frage der Wirtschaftlichkeit.

Die für verschiedene Temperaturdifferenzen praktisch zu erwartende Ersparnis ist in nebenstehendem Diagramm (Fig. 6) wiedergegeben.

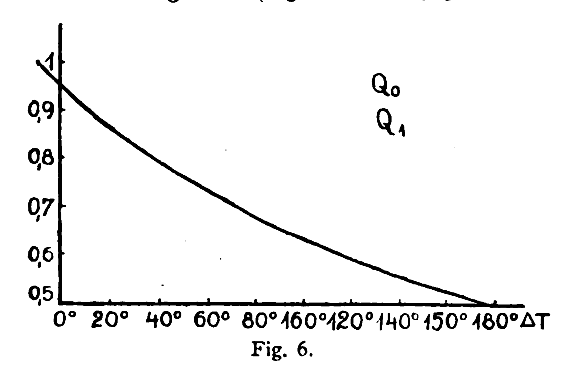


Fig. 6.

Der Vollständigkeit halber muß hier noch erwähnt werden, daß es auch ein ganz einfaches Mittel gibt, um die reversible Erzeugung von Wärme auf elektrischem Wege und zwar ohne jeden beweglichen Teil zu verwirklichen, nämlich das Thermoelement. Die warme Lötstelle eines stromdurchflossenen Thermoelements gibt mehr Wärme ab, als dem Stromverbrauch entspricht, nämlich genau so viel mehr, wie die Wärmeaufnahme der kalten Lötstelle ausmacht. Leider ist die effektive Thermokraft der bisherigen Thermosäulen zu gering, als daß die Ersparnis für größere Temperaturdifferenzen von Bedeutung wäre. Wenn es auch den Arbeiten von Gehlhoff gelungen ist, Thermoelemente von etwa doppelt so großer Wirksamkeit zu konstruieren, als die bisher bekannten, so läßt sich doch die Ersparnis bei der Heizung mittels Thermosäulen nicht mit der durch Kompressionsmaschinen erreichbaren vergleichen.

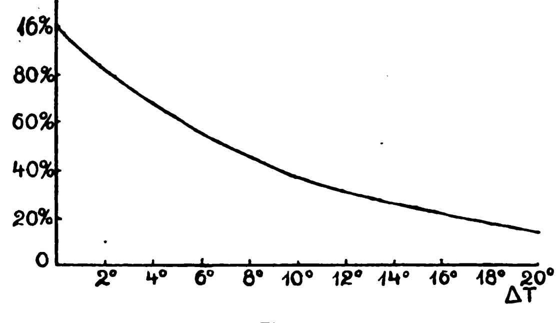


Fig. 7.

In Fig. 7 ist ein Diagramm wiedergegeben, das die Ersparnis bei der elektrischen Heizung mittels Thermosäulen in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz für die bisher erreichte Thermokraft ergibt.[1]) Sie ist für geringe Temperaturdifferenzen, wie sie z. B. für die früher erwähnte Destillation in Frage kommen, immerhin nicht unbedeutend. Sie macht für 3 Grad etwa 75 % aus. Dabei tritt ein erheblicher Wärmeüberschuß auf, den man, da es bekanntlich elektrisch beheizte Mehrkörperverdampfapparate gibt, in solchen noch weiter ausnutzen kann. Der Stromverbrauch für die Destillation wird dann derartig gering, daß sich die Ersparnis allerdings mit den Ergebnissen des Kompressionsdestillators messen kann.

5. Die Thomsonsche Kombination.

Bisher wurde als Antriebskraft der Maschinen zur reversiblen Wärmeerzeugung die aus der Wasserkraft stammende Elektrizität vorausgesetzt. Wird aber die Triebkraft durch eine Wärmekraftmaschine erzeugt, so sind es jetzt drei Temperaturen, die ins Spiel kommen, nämlich die Temperatur der Wärmequelle T, die Temperatur T_1, bei der die Wärme zu Heizzwecken abgegeben werden soll und die Temperatur der Wärmeaufnahme aus der Umgebung T_0.

Wie schon erwähnt, hat Thomson als erster auch diese Kombination einer Kältemaschine und einer Wärmekraftmaschine zu Heizzwecken angegeben. Und zwar ist es nach seiner Anordnung am günstigsten, die Wärme bis zur Temperatur der Umgebung herab zur Krafterzeugung auszu-

[1]) Näheres hierüber vgl. Altenkirch, Phys. Zeitschr. 1911, Ztschr. f. d. ges. Kälte-Industrie **19**, 1, 1912.

nutzen. Nennt man diese Temperatur T_0, so ist die günstigstenfalls zu erzeugende Arbeit

$$K = Q \frac{T - T_0}{T}.$$

Die mit dieser Arbeit günstigstenfalls zu erzeugende Wärme ist

$$Q_1 = K \frac{T_1}{T_1 - T_0}.$$

Die mit der Wärmemenge Q äußerstenfalls zu erzielende Wärmeleistung ist demnach

$$\frac{Q_1}{Q} = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T}.$$

Damit eine Ersparnis eintreten kann, muß also die Temperaturdifferenz der Wärmepumpe kleiner sein, als die Temperaturdifferenz in der Wärmekraftmaschine. Die in der Wärmepumpe auf ein höheres Temperaturniveau emporgehobenen Wärmemengen müssen größer sein, als die in der Wärmekraftmaschine herabsinkenden Wärmemengen. Andernfalls ist eine Ersparnis bei der Kombination von Thomson unmöglich.

Die Formel stellt das theoretische Maximum der reversiblen Wärmeerzeugung dar.

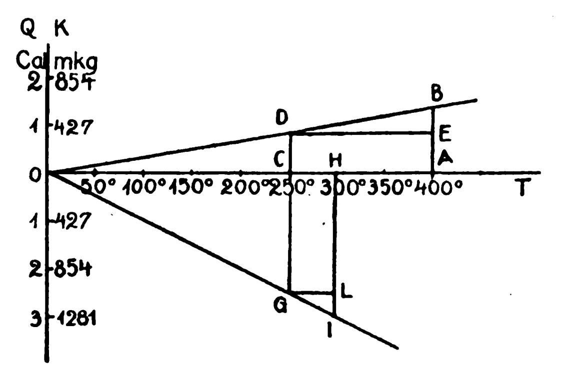


Fig. 8.

In Fig. 8 ist diese Thomsonsche Kombination veranschaulicht. AB ist die zugeführte Wärmemenge, die diesmal bis zur Temperatur $T_0 = 250^0$ herunter ausgenutzt wird, die gewonnene Arbeit ist BE. Mit derselben Arbeitsmenge $JL = BE$ wird die Kältemaschine betrieben, deren Wärmeleistung HJ ist. Der Augenschein lehrt, daß HJ um so größer sein wird als AB, je höher die Temperatur der Wärmezufuhr und je tiefer die Temperatur der Wärmeentnahme ist.

Auch im Entropiediagramm (Fig. 9) läßt sich die Wärmeumwandlung der Thomsonschen Kombination sinnfällig machen. Die in der Wärmekraftmaschine bei großer Temperaturdifferenz gewonnene Arbeit $ABJF$ ist gleich der zum Antrieb der Wärmepumpe bei geringerer Temperaturdifferenz erforderlichen Arbeit $HLJE$. Der Wärmeaufwand ist $ABSS_1$, die Wärmeleistung $HLSS_0$. Das Rechteck $GLJF$ kommt also sowohl im Kreisprozeß der Wärmekraftmaschine vor, wie auch im Kreisprozeß der Kraftwärmemaschine. Die Wärmemenge $GLSS_1$ sinkt in der einen Maschine bis auf die Temperatur T_0 herab, in der zweiten Maschine wird sie wieder bis zur Temperatur T_1 emporgehoben.

Kann die Wärme in der Antriebsmaschine nicht bis zur Temperatur der Umgebung herab ausgenutzt werden, so ist die Leistungsfähigkeit der Thomsonschen Kombination entsprechend geringer. Praktisch kann selbst heute mit den vervollkommneten Dampfmaschinen und Turbinen eine Ersparnis nach dem Thomsonschen System der reversiblen Wärmeerzeugung nur eintreten, wenn die Temperaturdifferenz der Kälteerzeugung nicht größer ist als ungefähr 30 Grad, eine Temperatur, die zu Heizzwecken häufig nicht genügt. Thomson wählte deshalb für sein Beispiel auch nur eine Temperaturdifferenz von 10^0. Aber selbst bei so geringen und selbst geringeren Temperaturdifferenzen bleibt die Ersparnis gegenüber dem maschinellen Aufwand so unbedeutend, daß es nicht weiter verwunderlich ist, wenn diese Möglichkeit der Wärmeersparnis in der Praxis vollständig unberücksichtigt blieb. Immerhin ist heut mit dem Dieselmotor als Antriebsmaschine dieses System ausführbar und verdient Beachtung.

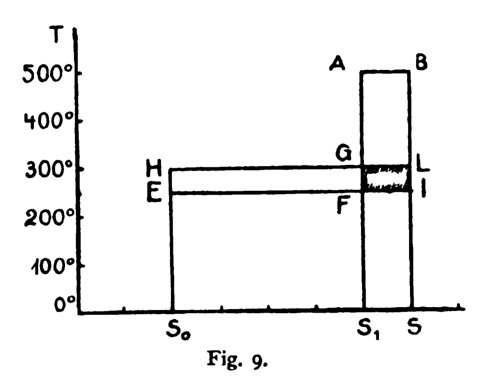


Fig. 9.

6. Neuere Kombinationen.

Eine andere Kombination einer Wärmekraftmaschine und einer Wärmepumpe ist durch D. R. P. 249916 angegeben worden. Mein Mitarbeiter B. Tenckhoff und ich schlagen darin vor, mit der Abwärme der Wärmepumpe gleichzeitig auch die Abwärme der Antriebswärmekraftmaschine zu Heizzwecken zu verwenden.[1]) Die zur Kraftausnutzung zur Verfügung stehende Wärme soll

[1]) Ähnliche Kombinationen sind auch in dem speziellen Anwendungsgebiet der Eindampfapparate bekannt geworden. Vgl. z. B. D. R. P. 270471. Ferner Deinlein, Zeitschr. d. Bayr. Revisionsvereins **23**, 1919.

also nicht wie nach der Kombination von Thomson bis zur Temperatur T_0 der Umgebung herab ausgenutzt werden, sondern nur bis zu der Temperatur T_1 herab, die für Gebrauchszwecke in Frage kommt.

Der Arbeitsgewinn ist demnach äußerstenfalls nur

$$K = Q\frac{T - T_1}{T},$$

und die Wärmeleistung der Kältemaschine

$$Q_1' = K\frac{T_1}{T_1 - T_0} = Q\frac{T - T_1}{T_1 - T_0}\cdot\frac{T_1}{T}.$$

Aber zu dieser Wärmemenge kommt noch die Abwärme der Wärmekraftmaschine hinzu, so daß die gesamte Wärmeproduktion

$$Q_1 = Q_1' + Q\frac{T_1}{T} = Q\left(\frac{T - T_1}{T_1 - T_0}\cdot\frac{T_1}{T} + \frac{T_1}{T}\right)$$

$$= Q\frac{T - T_0}{T_1 - T_0}\cdot\frac{T_1}{T}$$

beträgt. Das heißt, das theoretisch maximale Wärmeverhältnis ist bei der neuen Kombination genau so günstig, wie bei Thomson. Aber derselbe Erfolg ist hier mit weit geringeren Mitteln erreicht. Die Arbeitsleistung der Kraftmaschine ist wesentlich geringer, die Wärmepumpe hat ebenfalls eine geringere Wärmeleistung zu liefern, und eine Ersparnis wird jetzt auch dann erzielt, wenn die Temperaturdifferenz in der Wärmekraftmaschine kleiner ist, als in der Kraftwärmemaschine.

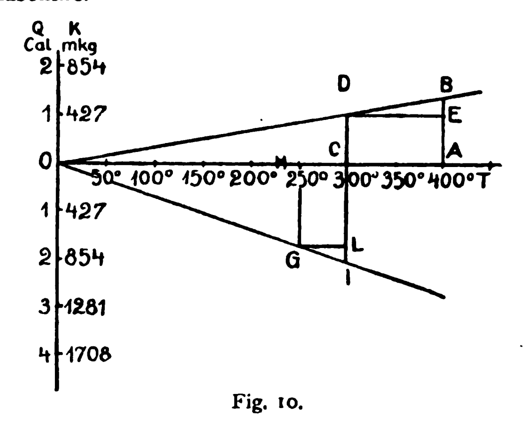


Fig. 10.

Im Q, T-Diagramm (Fig 10) stellt sich diese Kombination in folgender Weise dar. Die Abwärme der Wärmekraftmaschine ist DC. Die gewonnene Arbeit $BE = JL$ treibt die Kraftwärmemaschine, deren Wärmelieferung JC ist. Die gesamte Wärmeerzeugung ist dann $JC + CD = JD$.

Im Entropiediagramm (Fig. 11) tritt ebenfalls der Unterschied deutlich hervor. Die Kraftleistung ist $ABCD$, ebenso groß der Kraftbedarf der Wärmepumpe $HDFE$. Die Wärmelieferung setzt sich zusammen aus den beiden Rechtecken HDS_1S_0 und $DCSS_1$. Der Arbeitsbetrag, der für genau dieselbe Wärmeleistung doppelt gespart wird, ist $DCJF$.

Es läßt sich leicht zeigen, daß bei dieser neuen Kombination eine Wärmeersparnis unter allen Umständen gesichert ist, selbst mit unvollkommenen Wärmekraftmaschinen, und Kältemaschinen mit

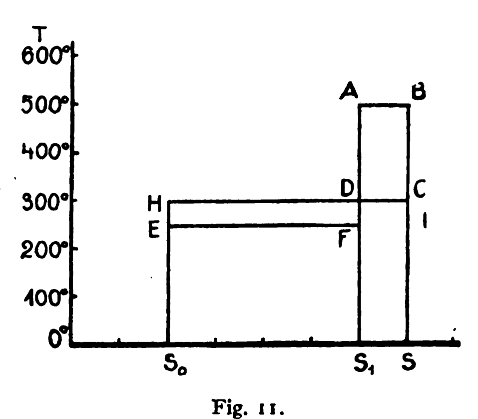


Fig. 11.

schlechtem Wirkungsgrad. Von der Dampfmaschine muß der Teil der Wärme, der nicht in Arbeit verwandelt wurde, notwendigerweise als Abwärme der Wärmekraftmaschine wieder zum Vorschein kommen und zur nutzbaren Wärmeerzeugung dienen. Der Teil jedoch, der in Arbeit verwandelt wurde, kommt ebenfalls als Abwärme der Kältemaschine wieder zum Vorschein und dadurch der Heizung zugute, außerdem aber kommt noch im Kondensator der Kältemaschine die bei tiefer Temperatur aufgenommene Wärme zutage, und um diese Wärmemenge, die „Kälteleistung" ist die Wärmelieferung des Systems unter allen Umständen größer, als die Wärmezufuhr bei hoher Temperatur an den Dampfkessel.

Man nennt in der Heiztechnik das Verhältnis der, sei es zur Krafterzeugung, sei es zur Heizung, ausgenutzten Wärmemenge einer Kesselanlage zu der im Brennstoff zugeführten Wärmemenge den „thermischen Wirkungsgrad" der Anlage. Nach dieser Definition besitzt also dieses System der reversiblen Wärmeerzeugung einen thermischen Wirkungsgrad von mehr als 100 %. Theoretisch kann man mit einem Dieselmotor als Antriebsmaschine für Warmwasserbereitung eine Wärmeproduktion von über 500 % der Verbrennungswärme des Betriebsstoffs erreichen, und mit einer Dampfmaschine für Zentralheizzwecke unter Berücksichtigung aller Verluste praktisch immer noch etwa 120 % und mehr, während in der Heiztechnik unter Berücksichtigung der Abwärmeausnutzung der Wärmekraftmaschinen 85 % als Maximum des praktisch erreichbaren und 100 % als theoretische Grenze bezeichnet werden.

Es wird also notwendig sein, um den Begriff des Wirkungsgrades als einer Größe, die stets kleiner als 1 sein muß, festzuhalten, die Definition des Wirkungsgrades auch der reversiblen Wärmeerzeugung anzupassen. Es soll daher das Verhältnis der wirklichen Wärmeleistung zu der nach dem reversiblen System möglichen der „Wirkungsgrad der reversiblen Wärmeerzeugung“ genannt werden.

Dann ist bei dem Thomsonschen System praktisch ein Wirkungsgrad zu erwarten, der sich in folgender Weise berechnen läßt. Mit Rücksicht auf den Kesselwirkungsapparat ist

$$Q = Q' \eta_k .$$

Die in der Wärmekraftmaschine erzeugte Arbeit ist

$$K = Q \frac{T - T_0}{T} \eta_a ,$$

die Arbeit, die zum Antrieb der Wärmepumpe nutzbar gemacht werden kann, ist

$$K' = K \eta_m ,$$

und die Wärmeleistung der Wärmepumpe ist

$$Q_1 = K' \frac{T_1}{T_1 - T_0} \eta_1 .$$

Folglich ist das Wärmeverhältnis

$$\frac{Q_1}{Q'} = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T} \cdot \eta_k \cdot \eta_a \eta_m \eta_1$$

und der Wirkungsgrad der reversiblen Wärmeerzeugung ist das Produkt der 4 Wirkungsgrade, von denen namentlich η_a besonders ungünstig ist, da er sich auf die Temperaturen der äußeren Wärmezufuhr und der äußeren Wärmeabfuhr bezieht.

Etwas weniger einfach ist der Wirkungsgrad unseres kombinierten Systems zu berechnen. Die Arbeit ist

$$K = Q \frac{T - T_1}{T} \eta_a = Q' \frac{T - T_1}{T} \eta_k \eta_a .$$

Der Rest

$$Q'' = Q \frac{T - T_1}{T} (1 - \eta_a)$$

vermehrt die Abwärme, die im übrigen noch

$$Q''' = Q \frac{T_1}{T}$$

ausmacht. Die Wärmeleistung der Wärmepumpe ist

$$Q_1' = K' \frac{T_1}{T_1 - T_0} \eta_1 = K \frac{T_1}{T_1 - T_0} \eta_m \eta_1$$
$$= Q \frac{T - T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T} \eta_a \eta_m \eta_1 .$$

Die gesamte Abwärmemenge ist daher

$$Q_1 = Q_1' + Q'' + Q'''$$
$$= Q \left(\frac{T - T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T} \eta_a \eta_m \eta_1 + \frac{T - T_1}{T} (1 - \eta_a) + \frac{T_1}{T} \right)$$

und das Wärmeverhältnis

$$\frac{Q_1}{Q'} = \eta_k \left(\frac{T - T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T} \eta_a \eta_m \eta_1 + 1 - \frac{T - T_1}{T} \eta_a \right) .$$

Hierbei ist allerdings der Wärmeverlust durch Ausstrahlung nur zum Teil in Rechnung gestellt. Er läßt sich durch Isolierung fast beliebig verringern und spielt keine große Rolle. Er wäre durch einen entsprechendem Faktor natürlich leicht zu berücksichtigen.

Das Wärmeverhältnis konvergiert also, abgesehen vom Kesselwirkungsgrad, bei schlechten Teilwirkungsgraden gegen 1, bei Thomson gegen 0.

Der Wirkungsgrad der reversiblen Wärmeerzeugung ist nun das Verhältnis des gefundenen Wärmeverhältnisses zu dem theoretisch maximalen

$$\eta_r = \frac{\eta_k \left(\frac{T - T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_1}{T} \cdot \eta_a \eta_m \eta_1 + 1 - \frac{T - T_1}{T} \eta_a \right)}{\frac{T - T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_0}{T}} ,$$

ein Wert, der gerade für die praktisch in Betracht kommenden Fälle so viel größer ist, als der Wert für die Thomsonsche Kombination, daß die Bemerkung gerechtfertigt erscheint, daß die reversible Heizung, wenn sie überhaupt Bedeutung für die Praxis erlangen soll, jedenfalls zunächst nur auf dem von uns angegebenen Wege möglich ist.

Der Brennstoffverbrauch der Wärmewerke läßt sich also dadurch weitgehend einschränken, daß, allgemeinverständlich ausgedrückt, Kältemaschinen in die Anlagen eingebaut werden.[1])

Ob die Kälteleistung nutzbar verwertet, oder durch die Umgebung, durch Grundwasser oder Abwärme vernichtet wird, gibt vielleicht in vielen Fällen den Ausschlag über die Wirtschaftlichkeit einer solchen Anlage, für das Wesen der reversiblen Wärmeerzeugung macht es nur den Unterschied, daß in letzterem Falle die Brennstoffersparnis eine höhere sein wird.

Nun ist es hinsichtlich der nutzbaren Verwendung der Kälteleistung allerdings längst üblich, daß in Betrieben, in denen Kältemaschinen Anwendung finden und gleichzeitig Bedarf für Warmwasser vorhanden ist, also namentlich in Brauereien und Schlachthöfen, das Kühlwasser des Kondensators der Kältemaschinen weiter zur Kühlung der Kondensatoren der Dampfmaschinen verwandt wird, so daß in dem dann zur Verfügung

[1]) Vgl. auch Engel, Dingl. Polyt. Journ. 1916; Ostertag, Schweiz. Bauzeitung 1919.

stehenden warmen Abwasser die gesamte Abwärme der Kältemaschinen sowohl wie der Wärmekraftmaschinen ausgenutzt ist.

Über diese für den Fachingenieur selbstverständliche Verwendung der vorhandenen Abwärmemengen hinaus bedeutet es aber noch einen wesentlichen Schritt weiter, wenn die Abwärmemengen durch entsprechende Auswahl und Ausnutzung der Kältemaschinen, über das für den vorgesehenen Kältebedarf hinausgehende Maß, mit Bewußtsein so vergrößert werden, daß der Brennstoffverbrauch tatsächlich ein Minium wird.

In allen den Fällen z. B., wo bisher mit Rücksicht auf den vorwiegenden Bedarf an Warmwasser eine weniger vollkommene Dampfmaschine gewählt zu werden pflegt, muß festgestellt werden, ob zur Vermehrung der Abwärme eine Vergrößerung der Kälteleistung stattfinden kann, etwa durch eine zunächst nicht vorgesehene Erweiterung der Eiserzeugungsanlage. Der gesteigerte Kraftbedarf ist dann durch eine vollkommenere Dampfmaschine, gegebenenfalls durch einen Dieselmotor zu decken. Das Ergebnis wird eine entsprechende Brennstoffersparnis sein.

Der Unterschied zwischen dem reversiblen System und einer anderen Disposition ist in der Regel so groß, daß für überschlägliche Vergleichsrechnungen — Präzisionsrechnungen würden hier zu weit führen — schon verhältnismäßig rohe Zahlenwerte genügen. Mit dieser Voraussetzung seien zur Veranschaulichung der vorstehenden theoretischen Rechnungen einige Zahlenbeispiele[1]) angeführt.

In einem Betriebe sei der Kältebedarf zu 330000 cal ermittelt. Für den Betrieb der Kältemaschine sind mit Nebenbetrieben etwa 110 PS erforderlich, wobei Kühlwasser von 40 cbm vorausgesetzt wird, das vom Kondensator mit 20° abfließt. Das Kühlwasser wird weiter durch den Abdampf der Dampfmaschine erwärmt. Diese sei eine Einzylinderdampfmaschine mit 6 Atm. Dampfdruck und verbrauche 2000 kg Dampf, also etwa 250 kg Kohle pro Stunde. Sie vermag mit ihrer Abwärme die 40 cbm Kühlwasser bis auf 50° zu erwärmen.

Gegen diese Anlage scheint also auf den ersten Blick nichts einzuwenden zu sein, da der erforderliche Kältebedarf gedeckt ist und das verlangte Warmwasser durch die vollauf ausgenutzte Abwärme der Maschinen geliefert ist. Eine vollkommenere Dampfmaschine würde offenbar durchaus keinen Vorteil bringen, da ja dann doch das benötigte Warmwasser durch Frischdampf, also mit demselben Kohlenverbrauch, hergestellt werden müßte.

Und dennoch kann die Anlage sehr viel wirtschaftlicher gestaltet werden. Klammert man sich nicht an den für den Betrieb ermittelten Kältebedarf, sondern untersucht, wieviel Kälte man leisten muß, um mit einem Minimum an Kohlen auszukommen, so wird man ganz anders disponieren. Man wird etwa den Kältebedarf um 200000 cal pro Stunde vermehren und die zweite Kältemaschine mit dem Abwasser der ersten kühlen. Die Ablauftemperatur des Kühlwassers ist dann hinter der zweiten Kältemaschine 26°. zum Antrieb beider Kältemaschinen ist eine Dampfmaschine von 170 PS erforderlich. Nimmt man hierzu eine Verbundmaschine mit Kondensation und 9 Atm. Betriebsdampfdruck, so braucht man nur noch 1500 kg Dampf oder 200 kg Kohlen pro Stunde. Die Abwärme dieser Dampfmaschine aber ist gerade ausreichend, um das von den Kältemaschinen ablaufende Kühlwasser von 26° bis auf 50° zu erwärmen.

Wir haben also das den Laien gewiß verblüffende Resultat, daß eine Betriebserweiterung, nämlich die Aufstellung einer zusätzlichen Kältemaschine von 200000 cal pro Stunde, eine stündliche Kohlenersparnis von etwa 50 kg einbringt. Die Mehrleistung an Kälte beansprucht also keinen Mehrverbrauch an Kohlen, sondern einen Minderverbrauch. Selbst wenn man für die Kälte keinerlei Verwendung hätte, würde die Aufstellung der Kältemaschine eine dauernde Betriebskostenveringerung mit sich bringen, die allerdings durch die Anlagekosten der Kältemaschine und der größeren Dampfmaschine im großen und ganzen wieder aufgewogen wird. Eine Ersparnis in den Anlagekosten wäre hierbei dadurch möglich, daß man die Wärmeisolation der Kühlräume verringert! Je schlechter die Wärmeisolierung, um so geringer der Kohlenverbrauch! — Ist aber eine, wenn auch nur bescheidene Verwertung der erzeugten Kälte möglich, so muß die Wirtschaftlichkeit der gedachten Anlage durch den Einbau der zweiten Kältemaschine erheblich gesteigert werden.

In der Praxis erlebt man es zuweilen, daß eine sonst notwendige Vergrößerung der Kälteanlagen abgelehnt wird, bzw. statt durch Dampfbetrieb mit elektrischem Antrieb ausgeführt wird, weil angeblich der zur Verfügung stehende Dampf nicht ausreicht, da er zu Warmwasserbereitungszwecken gebraucht wird. Dieser Standpunkt ist vom Gesichtspunkt der reversiblen Heizung aus ein Unding.

Nehmen wir z. B. an, daß in einem Betriebe stündlich 2000 kg Dampf erzeugt werden. Hiervon dienen 1000 kg zum Betriebe einer Dampfmaschine von 120 PS für irgendwelche Kraftzwecke, die übrigen zur Bereitung von Warmwasser. Der Warmwasserbedarf sei 30 cbm stündlich von 50°. Das Wasser dient zuerst zur Kühlung des

[1]) Vgl. Altenkirch, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie, 25, 50, 57, 1918. (Gesundheitsingenieur 1919.)

Kondensators der Dampfmaschine, wobei es sich bis 29° erwärmt, und wird dann um die restlichen 21° durch direkte Zuführung von Frischdampf erwärmt.

Wir wollen nun annehmen, daß wir auch mit den zweiten 1000 kg Dampf eine weitere Dampfmaschine von 120 PS beschicken, um damit eine Kältemaschine von 400000 cal zu betreiben. Diese Kältemaschine hat eine Abwärme von rund 500000 cal, die beiden Dampfmaschinen eine solche von je 600000 cal. Um das Kühlwasser, das zuerst durch den Kondensator der Kältemaschine und dann durch die beiden Kondensatoren der Dampfmaschinen laufen soll, mit derselben Endtemperatur von 50° ablaufen zu lassen, müssen jetzt etwa 40 cbm Kühlwasser hindurchgeschickt werden.

Es ist also durch den Einbau einer zweiten Dampfmaschine und der Kältemaschine erreicht, daß eine starke Vermehrung der Leistung der Anlage (in Form von Kälte) eingetreten ist, und zwar ohne Vergrößerung des Dampfkessels und ohne den geringsten Mehrverbrauch an Kohlen, und daß außerdem 10 cbm mehr Abwasser mit derselben hohen Endtemperatur von 50° zur Verfügung stehen.

Auch bei Heizungsanlagen, bei denen von vornherein weder eine Krafterzeugung noch eine Kälteleistung beabsichtigt war, kann eine starke Verringerung des Brennmaterialverbrauchs erzielt werden, indem man die Heizungsanlage zu einer reversiblen durch den Einbau von Kältemaschinen gestaltet.

Für eine Warmwasserheizungsanlage dieser Art sei ein Wärmebedarf von 800000 cal pro Stunde angenommen, deren Erzeugung 138 kg Kohle erfordert. Es werde nun eine Dampfmaschine von 120 PS aufgestellt. Das Wasser kehrt aus den Heizräumen mit einer Temperatur von 40° zurück. Es geht dann zunächst durch den Kondensator der Kältemaschine und wird dort bis etwa 53° erwärmt und dann durch den Kondensator der Dampfmaschine, wo es bis 66° erwärmt wird, und schließlich noch durch die Abgase der Dampfkesselanlage. Ist die Verdampfertemperatur der Kälteanlage 2°, so ist eine theoretische Kälteleistung von 395000 cal zu erwarten, die sich unter Berücksichtigung der Verluste auf ungefähr 240000 cal pro Stunde reduziert. Legen wir für die Dampfmaschine einen Kohlenverbrauch von 85 kg stündlich zugrunde, so werden im ganzen 800000 cal Wärme erzeugt, die ohne den Einbau der Dampfmaschine einer Kohlenmenge von 138 kg entsprechen. Die effektive Ersparnis an Brennmaterial beträgt also in diesem Falle 138—85 gleich 53 kg pro Stunde, das sind 38%. Dies würde einer jährlichen Kohlenersparnis von etwa 190 t entsprechen. Auch wenn der Kohlenverbrauch der Dampfmaschine wesentlich größer ist, ist die Ersparnis nur wenig kleiner. In jedem Fall wird bereits eine ganz erhebliche Ersparnis erzielt, ohne Rücksicht auf etwaige Verwendung der künstlichen Kälte oder auf die Ausnutzung der Maschine zur Kühlung im Sommer.

Ein weiteres Anwendungsgebiet für die reversible Wärmeerzeugung von vielleicht großer Tragweite bietet sich in dem Problem der Bodenheizung im Frühling. Zu dieser Frage liegen Versuche vor, die im Anschluß an das Elektrizitätswerk der Dresdener Technischen Hochschule unternommen wurden.[1])

7. Wärmeumwandlungen ohne sichtbare Arbeit.

Zum Schluß soll noch kurz auf diejenigen reversiblen Wärmeumwandlungen eingegangen werden, die ohne sichtbare Arbeit vor sich gehen. Die Formel für das Wärmeverhältnis bei reversibler Wärmeumwandlung wurde zwar unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Umwandlung auf dem Umwege über die Arbeit vor sich geht. Diese Voraussetzung ist unnötig. Die Ableitung kann leichter und in viel allgemeinerer Weise folgendermaßen erfolgen.[2]) Nach dem ersten Wärmesatz gilt für die drei Wärmemengen, die bei den drei Temperaturen T, T_1 und T_0 ins Spiel kommen,

$$Q + Q_1 + Q_0 = 0.$$

Nach dem zweiten Wärmesatz gilt unter der Voraussetzung vollkommener Reversibilität

$$\frac{Q}{T} + \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_0}{T_0} = 0.$$

Eliminiert man aus diesen beiden Gleichungen Q_0, so ergibt sich sofort das oben angegebene theoretische Maximum der reversiblen Wärmeumwandlung, ohne jeden Umweg über die Arbeit.

Die älteste Maschine dieser Art ist der schon vorhin erwähnte Kompressionsdestillator von Pelletan aus dem Jahre 1834, bei dem ein Dampfstrahl als Betriebsmittel vorgesehen war. Allgemein also die **Dampfstrahlkältemaschinen**, von denen in Deutschland besonders die Bauart Josse-Gensecke verbreitet ist, in Frankreich die von Leblanc (Fig. 12). Der im Kessel *a* erzeugte Frischdampf entspannt sich in einer Düse *b* und nimmt dabei eine so hohe Geschwindigkeit an, daß er Wasserdampf mitreißt, der aus einem unter sehr niedrigem Druck stehenden Gefäß *c* stammt, das mit Sole gefüllt ist, wenn Temperaturen unter 0 Grad erreicht werden sollen. Die Geschwindigkeit der Dämpfe wird in einem Diffusor *d* wieder in Druck umgewandelt, und das Dampfgemisch

[1]) Altenkirch, Deutscher Landwirtschaftsmaschinenbau 1, 99, 1919.

[2]) Vgl. Altenkirch, Feuerungstechnik 1913.

wird in dem gemeinsamen Kondensator *e* niedergeschlagen. Die Kondensatorleistung setzt sich also aus zwei Komponenten zusammen, der Kondensation des Betriebsdampfes und der Kondensation des mitgerissenen Dampfes, der die Kälteleistung hervorruft. Um die zweite Komponente ist die Kondensatorleistung größer, als die Wärmezufuhr durch den Frischdampf. Die Kälteleistung stellt die Wärmeersparnis dar.

Um mit dieser Maschine für irgend welche Warmwasserbereitung Kohlen zu sparen, ist es nur nötig, den bisher in den Boiler gesandten Heizdampf in die Düse dieser Kältemaschine zu leiten und das Warmwasser dem Kondensator dieser Maschine zu entnehmen. Der Verdampfer ist dabei durch warmes Abwasser zu erwärmen.

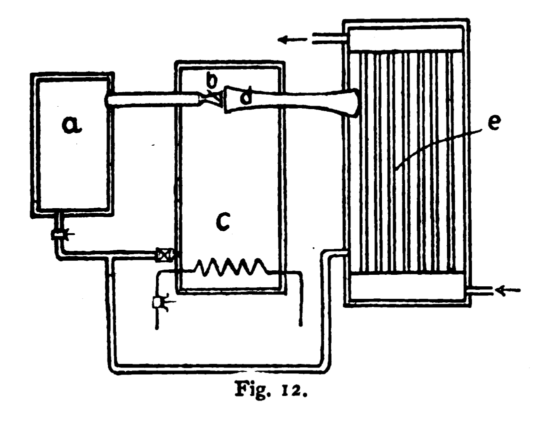


Fig. 12.

Diese Maschine wäre zur Durchführung der reversiblen Heizung ideal, wenn ihr Wirkungsgrad größer wäre.

Eine reversible Wärmeerzeugung findet ferner in dem Natrondampfkessel von Honigmann[1]) statt, der im Jahre 1883 bekannt wurde. Die Wärmeerzeugung wird durch Absorption von Maschinenabdampf bei höherer Temperatur vorgenommen. Die Wärme dient bei Honigmann jedoch zur Erzeugung von Frischdampf zu erneuter Krafterzeugung. Also eine genaue Umkehrung des Kompressionsdestillators. Die Maschine arbeitet indessen nicht kontinuierlich, sondern nur so lange, wie die Konzentration der Natronlauge ausreicht. Ist sie erschöpft, so muß sie wieder eingedampft werden. Die Maschine dient deshalb als Kraftakkumulator für feuerlose Dampfmaschinen und Unterseeboote.

Ferner gehört hierher ein sehr interessantes Patent aus dem Jahre 1905 von Fritz Schneevogel[2]), bei dem ebenfalls mit Hilfe von Lösungen technisch schwer verwertbare Wärmegefälle in thermodynamisch gleichwertige, aber technisch leichter verwertbare Wärmegefälle umgewandelt werden. Also ein Versuch zu einer reversiblen Dampfkesselheizung mit dem Ziel einer großen Steigerung der Krafterzeugung.

[1]) Riedler, Zeitschr. d. Ver. Dt. Ing. **27**, 729, 1883. — Guthermuth, Zeitschr. d. V. Dt. Ing. **28**, 69, 533, 1884; **29**, 101, 1885 D. R. P. 308163. (H. Kayser.)

[2]) D. R. P. 196746.

Ein näheres Eingehen darauf erübrigt sich jedoch, da alle derartigen Möglichkeiten umfassend dargestellt sind durch die reversiblen Absorptionsmaschinen, die ebenfalls mir und meinem Mitarbeiter B. Tenckhoff patentiert sind. (D.R.P. 278076.)

Die Absorptionsmaschinen gehören zu den ältesten Kältemaschinen, die in der Praxis verwendet wurden. Sie wurden durch die Kompressionskältemaschinen verdrängt, die bei gleicher Brennstoffzufuhr eine größere Kälteleistung aufwiesen, und Linde[1]), H. Lorenz[2]) und R. Plank[3]) haben nachgewiesen, daß diese alten Absorptionsmaschinen theoretisch unvollkommen sind und ihr Wärmeverhältnis nicht über etwa 0,6 hinausgehen könne. In einer Reihe von Aufsätzen in der Zeitschrift für die gesamte Kälteindustrie[4]), die zum Teil auch in die ausländischen Fachzeitschriften übergegangen sind, führte ich den Nachweis, daß die Unvollkommenheit der bisherigen Absorptionsmaschinen nur in ihrer falschen Konstruktion begründet war, und daß die von uns angegebenen reversiblen Absorptionsmaschinen genau so thermodynamisch vollkommen sind, wie die Kompressionsmaschinen, die von Dampfmaschinen angetrieben werden. Ja, die reversible Absorptionsmaschine ist mit Rücksicht auf den Lorenzschen Kreisprozeß, den sie verwirklicht, sogar theoretisch vollkommener für die Bedingungen der Praxis als die Kompressionskältemaschine.

Diese neuen Absorptionsmaschinen vermögen die Wärmeausnutzung der früheren Maschinen dieser Gattung um das Doppelte bis Dreifache zu übertreffen. Bei ihrer Anwendung zur reversiblen Heizung ergibt sich ebenfalls eine Ersparnis von rund 50% und mehr, je nach der zu erzeugenden Temperaturdifferenz. Und zwar geschehen die Wärmeumwandlungen, abgesehen von einer kleinen Pumpe, nach außen hin völlig bewegungslos. Es zirkulieren nur Dämpfe und Flüssigkeiten. Die Anpassungsfähigkeit dieser Maschinen an alle denkbaren thermodynamischen Aufgaben ist eine unbegrenzte.

Es ist jedoch nicht möglich, in dem Rahmen dieses Referats auf das umfangreiche Gebiet näher einzugehen. Dies muß vielmehr einem späteren Bericht vorbehalten bleiben.

[1]) Luegers Lexikon d. ges. Technik, 2. Aufl., Bd. V, S. 268.

[2]) Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie, **6**, 21, 1899.

[3]) R. Plank, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie **17**, 2, 1910.

[4]) Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie, 1913 u. 1914.

(Eingegangen am 23. März 1920.)

Originalmitteilungen.

Der Helligkeitsabfall radioaktiver Leuchtfarben.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. Berlin-Friedenau.)

Von G. Berndt.

Seitdem die radiaktiven Leuchtfarben (ein Gemisch von phosphoreszierendem Zinksulfid und einem oder mehreren α-Strahlern) eine ausgedehnte Anwendung zur Leuchtausrüstung von Uhren, Marschkompassen, Höhenmessern u. ä. gefunden haben und ihre Herstellung ein besonderer Industriezweig geworden ist, hat man mehrfach beobachtet, daß ihre Helligkeit auch bei konstanter α-Strahlung, im Laufe der Zeit nachläßt.[1]) Messungen über den Abfall der Helligkeit lagen aber bisher nicht vor, abgesehen von den Beobachtungen von Marsden[2]), die unter außergewöhnlichen Verhältnissen angestellt waren. Er benutzte nämlich Glasröhren, die innen mit Zinksulfid ausgekleidet und mit Radiumemanation gefüllt waren. Es handelte sich also hierbei im wesentlichen um einen Oberflächeneffekt der α-Strahlen, während bei den üblichen Leuchtfarben die α-Strahler in dem ganzen Volumen des Zinksulfides verteilt sind. Er verwendete außerdem eine verhältnismäßig beträchtliche Emanationsmenge, um eine zur Messung genügende Helligkeit zu erzielen. Unter diesen Umständen war schon in wenigen Stunden ein deutlicher Rückgang zu beobachten; nach etwa 5 bis 10 Tagen waren die stärksten Leuchtfarben auf 1 % der Anfangshelligkeit gesunken. Die hier gefundenen Werte lassen sich nun nicht ohne weiteres auf die gewöhnlichen Leuchtfarben übertragen. Trotzdem sind die Beobachtungen von Marsden dadurch sehr wertvoll, daß sie Rutherford[3]) Veranlassung zur Aufstellung einer Theorie gegeben haben. Dieser nimmt an, daß das Leuchten an bestimmte, in verhältnismäßig geringer Zahl im Phosphor verteilte komplexe Moleküle oder Zentren gebunden ist, ferner daß jedes einmal von einem α-Teilchen getroffene zerstört wird und die Fähigkeit zum weiteren Leuchten verliert; außerdem wird noch die Voraussetzung gemacht, daß ein Teilchen im Zinksulfid dieselbe Anzahl von Ionen erzeugt wie in Luft. Es ergibt sich dann bei einem konstanten α-Strahler für den Abfall der Helligkeit die Formel

$$\frac{J}{J_0} = \frac{1}{At}(1 - e^{-At}), \qquad (1)$$

in welcher J_0 die Anfangshelligkeit, J die Helligkeit zur Zeit t und $A = \frac{P \cdot q \cdot K}{N}$ ist; hierin stellt P die Zahl der in einer Sekunde auftreffenden α-Teilchen, q die Zahl der von einem Teilchen erzeugten Ionen und N die Zahl der Phosphormoleküle im cm^3 dar. Vorausgesetzt ist dabei noch, daß die Ionisierung i auf der Strecke D (innerhalb der Reichweite R) nach der Gleichung abnimmt

$$i / i_0 = e^{-KD}. \qquad (2)$$

Die beste Übereinstimmung mit der Erfahrung ergab sich dabei für den Wert $K = 4{,}5/R$. Zerfällt die radioaktive Substanz selbst mit der Zerfallskonstante λ, so nimmt die Gleichung (1) die Form an:

$$\frac{J}{J_0} = \frac{e^{-\lambda t}}{B(1 - e^{-\lambda t})}\left[1 - e^{-B(1 - e^{-\lambda t})}\right], \qquad (3)$$

in welcher $B = A/\lambda$ ist.

Diese Gleichung stellt die Beobachtungen von Marsden gut dar. Ob allerdings die physikalische Bedeutung der Konstanten A oder B aufrechterhalten werden kann, bleibt fraglich. Berechnet man nämlich aus den beobachteten Werten von J/J_0 die Größe B, so ergibt sie sich bei zwei verschiedenen Leuchtfarben zu 17- bzw. 13mal größer als die aus der Emanationsmenge nach der Gleichung für A ermittelten Werte. Man müßte also annehmen, daß die komplexen Zentren einen entsprechend größeren Durchmesser als die gewöhnlichen Zinksulfidmoleküle haben, was nicht unwahrscheinlich ist.[1]) Vor allem ist aber zu beachten, daß das Verhältnis beobachtet/berechnet nicht konstant ist, sondern mit wachsender Aktivität abnimmt.

Um zunächst einen Überblick über die Größenordnung des Zerfalles zu gewinnen, waren seinerzeit eine Reihe von Leuchtfarben von angenähert gleichem Radiumgehalt, die zu verschiedenen Zeiten hergestellt waren, gemessen und auf Grund der Rutherfordschen Theorie der Abfall derselben berechnet[2]); dabei war die Helligkeit mit der Photozelle gemessen worden.[3])

Inzwischen sind nun an einer Reihe von Leuchtfarben Messungen der Helligkeit über 9 Monate erfolgt, aus denen man den Abfall mit größerer

[1]) Lit. s. G. Berndt, Radioaktive Leuchtfarben, S. 78 ff. (Fr. Vieweg & Sohn, 1920).
[2]) E. Marsden, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 548, 1910.
[3]) E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 561, 1910.

[1]) s. G. Berndt, l. c. S. 86.
[2]) s. G. Berndt, l. c. S. 86.
[3]) G. Berndt, l. c. S. 46.

Tabelle 1.
Abfall der Helligkeiten verschiedener Ra-Leuchtfarben.

Leuchtfarbe	mg Ra / g ZnS	Anfangsflächenhelle in 10^{-6} HK/cm²	A		Tage 0	17	45	116	148	184	191	235	283
V_4	0,0212	2,43	0,0023	beob.	100,0	97,6	97,6	94,1	81,5	—	87,3	73,7	75,0
				ausgegl.	100,0	98,4	95,5	88,0	85,0	81,6	80,9	77,1	73,4
				ber.	100,0	98,1	95,1	87,8	85,0	81,5	81,0	77,4	73,5
V_5	0,0254	3,16	0,0027	beob.	100,0	102,7	91,6	92,6	81,4	83,4	78,2	71,5	69,6
				ausgegl.	100,0	97,1	93,2	84,9	81,5	78,1	77,3	73,1	69,6
				ber.	100,0	97,6	94,0	85,9	82,5	79,0	78,5	74,3	70,0
V_6	0,0360	4,56	0,0035	beob.	100,0	105,6	87,0	89,5	80,4	86,0	70,3	71,4	69,3
				ausgegl.	100,0	96,6	91,8	82,0	78,2	74,2	73,5	69,6	66,0
				ber.	100,0	97,2	92,6	82,2	78,2	73,9	73,2	68,2	63,5
V_7	0,0549	6,65	0,0046	beob.	100,0	98,9	91,4	80,6	74,4	66,8	—	63,9	—
				ausgegl.	100,0	95,9	90,0	78,4	74,2	69,4	68,6	63,8	59,6
				ber.	100,0	96,3	90,4	77,5	72,5	67,5	66,5	61,1	55,9
V_8	0,0718	8,37	0,0055	beob.	100,0	95,0	87,3	76,6	63,8	60,1	55,0	56,4	52,6
				ausgegl.	100,0	94,0	87,3	73,3	67,5	62,2	61,2	56,4	52,4
				ber.	100,0	95,5	88,7	74,3	68,4	63,0	61,9	56,1	50,6
V_9	0,1058	11,60	0,0068	beob.	100,0	95,5	88,1	65,8	60,0	—	—	55,4	50,4
				ausgegl.	100,0	95,2	87,3	68,8	62,3	57,2	56,5	52,5	49,1
				ber.	100,0	94,5	86,3	69,2	63,0	57,0	56,0	49,9	44,1
V_{10}	0,2116	23,20	0,0113	beob.	100,0	85,9	77,9	58,8	48,4	37,8	34,5	38,0	29,2
				ausgegl.	100,0	91,3	78,2	58,2	50,4	42,5	41,1	33,8	29,2
				ber.	100,0	91,0	78,5	55,8	48,5	42,9	40,5	35,2	30,4
V_{11} [1]	0,1058	8,24	0,0078	beob.	100,0	—	82,1	63,3	61,5	55,6	49,2	47,7	42,8
				ausgegl.	100,0	94,0	83,6	64,2	58,7	53,4	52,3	46,8	42,5
				ber.	100,0	93,7	84,4	65,7	59,4	53,0	52,0	45,7	40,0
V_{13} [2]	0,0529	4,24	0,0025	beob.	100,0	—	89,0	89,1	—	82,6	78,3	74,1	64,0
				ausgegl.	100,0	97,8	94,5	86,4	83,0	79,1	78,3	74,1	70,2
				ber.	100,0	98,0	94,6	86,8	83,6	80,2	79,7	75,8	71,6

[1]) Anderes ZnS. [2]) Durch Verdünnen mit ZnS hergestellt.

Genauigkeit berechnen kann. Da diese jetzt aber aus äußeren Gründen abgebrochen werden müssen, so sollen die Ergebnisse derselben nunmehr mitgeteilt werden. Zur Verwendung kamen eine Reihe von Leuchtfarben aus demselben Zinksulfid mit einem Gehalt von 0,2 bis 0,02 mg Radium; dabei waren die verschiedenen Radiumzusätze durch entsprechende Verdünnung eines Präperates mit bekanntem Radiumgehalt hergestellt worden. Diese Leuchtfarben sind mit V_4 bis V_{10} bezeichnet. Ferner wurde eine Leuchtfarbe V_{11} mit demselben Gehalt von 0,1058 mg Ra/g Zinksulfid wie V_9, aber aus einem anderen Zinksulfid angesetzt, und auch noch aus V_9 durch trockenes Vermischen mit demselben Zinksulfid eine Leuchtfarbe V_{13} von 0,0529 mg hergestellt. Schließlich waren von der Gesellschaft für Verwertung chemischer Produkte drei Leuchtfarben aus einem anderen Zinksulfid mit verschiedenen α-Strahlern überlassen, die als Radium-, Mesothor- und Radiothor-Leuchtfarben bezeichnet werden sollen. Von diesen enthielt die erstere 0,1 mg Ra/g Zinksulfid, die zweite 0,5 mg frisches Mesothor + 0,5 mg Radiothor/g Zinksulfid und die dritte 0,066 mg Radiothor/g Zinksulfid.

Bei der Messung der Leuchtfarbe V_9 wurde die Empfindlichkeit des Elektrometers immer mit Hilfe einer im bestimmten Abstand fest aufgestellten kleinen Glühlampe, die mit konstanter Stromstärke gebrannt wurde, ermittelt. Die beobachteten und auf gleiche Empfindlichkeit des Elektrometers reduzierten Werte sind in Prozenten der Anfangshelligkeit[1]) in Tab. 1 bei V_9 mitgeteilt. Diese sind dann graphisch ausgeglichen und aus den so erhaltenen Zahlen die Konstante A nach Gleichung (1) ermittelt; die hiermit berechneten Werte von J/J_0 sind unter die beiden anderen geschrieben. Wie man ersieht, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten, nur der letzte Wert (bei 283 Tagen) fällt etwas heraus, doch dürfte hierauf weiter kein großes Gewicht zu legen sein, weil schon geringe Schwankungen des Lampenstromes relativ große Fehler bewirken können. Da nun auch schon während des Anwachsens der Aktivität in dem ersten Monat nach der Herstellung eine gewisse Zerstörung des Zink-

[1]) Als Anfangshelligkeit ist dabei der nach Erreichung des radioaktiven Gleichgewichtes, also einen Monat nach der Herstellung, beobachtete Wert angenommen.

Tabelle 2.

Abfall der Helligkeit angenähert gleich heller Ra-, RdTh- und MsTh-RdTh-Leuchtfarben.

Leuchtfarbe	mg Ra / g ZnS	Anfangsflächenhelle in 10^{-6} HK/cm²	A		Tage 0	4	53	85	121	128	172	220
Ra	0,1000	14,42	0,0078	beob.	100,0	96,1	81,5	71,6	60,3	58,2	55,2	49,3
				ausgegl.	100,0	98,0	80,0	70,5	62,4	61,1	53,9	47,8
				ber.	100,0	98,5	81,9	73,3	64,7	63,4	55,0	47,6
½ MsTh + ½ RdTh	0,1000	13,17	0,0070	beob.	100,0	102,4	85,4	72,4	63,6	61,5	59,2	52,8
				ausgegl.	100,0	98,7	83,5	75,4	66,8	65,1	57,9	52,2
				ber.	100,0	98,6	83,5	75,6	67,5	66,0	58,2	51,0
RdTh	0,066	13,86	0,0090	beob.	100,0	92,8	76,3	64,6	54,8	52,3	45,1	39,3
				ausgegl.	100,0	96,6	75,2	64,4	55,2	53,6	45,1	38,6
				ber.	100,0	97,1	75,5	65,1	55,4	53,7	44,6	36,9
				Abnahme der Aktivität	100,0	99,5	95,0	92,2	89,1	88,5	84,8	80,8

Tabelle 3.

Berechneter Abfall der Helligkeit verschiedener Ra-Leuchtfarben.

mg Ra/g ZnS		0,2	0,1	0,05	0,025	0,01	0,005	0,001	0,05 [1])
Anfangsflächenhelle in 10^{-6} HK/cm²		22,0	11,0	5,5	2,7$_5$	1,1	0,5$_5$	0,1$_1$	4,1
A		0,324	0,196$_5$	0,129	0,081	0,036	0,020$_4$	0,005$_4$	0,075
Monate	0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
	1	85,5	90,8	93,9	96,1	98,3	99,0	99,7	96,4
	2	73,9	82,7	88,2	92,4	96,6	98,0	99,5	93,0
	3	64,0	75,7	83,3	88,9	94,8	97,1	99,2	89,6
	4	56,0	69,3	78,1	85,5	93,2	96,1	99,0	86,4
	5	49,4	63,7	74,0	82,2	91,6	95,1	98,7	83,5
	6	43,9	58,9	69,7	79,4	90,0	94,2	98,4	80,6
	9	32,6	46,7	59,2	71,1	85,5	91,4	97.7	72,9
	12	25,4	38,2	50,9	63,9	81,2	88,8	96,9	65,9
	18	17,0	27,6	38,6	52,6	73,9	83,8	95,4	54,9
	24	12,7	21,0	31,1	43,9	66,9	79,1	93,8	46,3
	36	8,6	13,9	21,4	32,6	56,1	70,9	90.9	34,8
	48	6,4	10,8	16,0	25,3	47,5	63,8	88,1	27,4
	60	5,1	8,5	13,0	20,5	40,6	57,7	85,5	22,0

[1]) Durch Verdünnen einer Leuchtfarbe (mit 0,1 mg Ra/g ZnS) mit ZnS hergestellt.

sulfides erfolgt, so liegt in der Wahl des Zeitpunktes 0 und damit in der Größe der in die Gleichung (1) eintretenden Zeit t eine gewisse Unsicherheit. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ist die Übereinstimmung der beobachteten Werte mit den berechneten sogar als sehr gut zu bezeichnen.

An die Leuchtfarbe V_9 waren nun die sämtlichen anderen Leuchtfarben angeschlossen. Bei ihnen sind entsprechend die beobachteten, die ausgeglichenen und die nach Gleichung (1) berechneten Werte in Tab. 1 untereinandergestellt, und man sieht, daß auch bei diesen im allgemeinen eine gute Übereinstimmung herrscht. In den ersten Spalten der Tab. 1 sind außer dem Radiumgehalt auch noch die unmittelbar nach der Reife bestimmten Flächenhellen[1]) sowie die zur Rechnung benutzten Werte von A angegeben. Trägt man diese gegen den Ra-Gehalt als Abszissen auf (s. Fig. 1), so erhält man nicht, wie man nach der Rutherfordschen Theorie erwarten sollte, eine durch den Koordinatenanfang gehende Gerade, sondern eine hyperbelähnliche Kurve.[2]) Man könnte vielleicht annehmen, daß bei der relativ geringen Zahl allein erregbarer, komplexer Mole-

[1]) G. Berndt, l. c. S. 72.

[2]) Aus den Beobachtungen waren zunächst angenäherte Werte von A ermittelt und dann durch eine Kurve ausgeglichen worden. Die in Tab. 1 angegebenen Werte von A stellen bereits diese ausgeglichenen Werte dar.

küle bei stärkerem Radiumgehalt ein Zentrum von mehreren α-Teilchen getroffen werden könnte; dann würde die Zahl der zerstörten Zentren langsamer als der Radiumgehalt zunehmen. Das gefundene Verhalten deckt sich im übrigen vollständig mit dem von Rutherford ermittelten, von ihm aber auf ungenaue Beobachtungen zurückgeführten, daß nämlich A langsamer als der Radiumgehalt ansteigt.

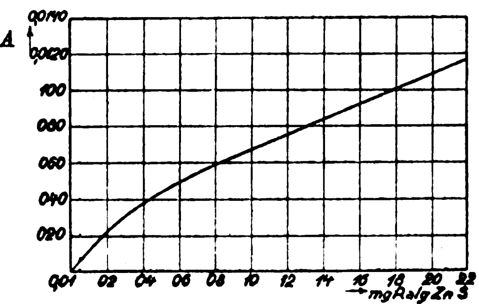


Fig. 1. Abhängigkeit der Konstante A der Gleichung (1) vom Ra-Gehalt.

Bei der Leuchtfarbe V_{11} aus anderem Zinksulfid ergibt sich für die Konstante A ein etwas anderer Wert wie für V_9, und zwar fällt sie etwas schneller ab, doch sind die Unterschiede praktisch nicht bedeutend. Sehr auffallend ist dagegen, daß die durch Verdünnen von V_9 mit trockenem Zinksulfid hergestellte Leuchtfarbe V_{13} wesentlich langsamer abklingt als die durch Vermischen einer wässerigen Radiumlösung geeigneter Konzentration mit der nötigen Menge Zinksulfid erhaltene angenähert gleich starke radioaktive Leuchtfarbe V_8.

Ganz entsprechend sind die Werte für die Radium-, Mesothor- und Radiothorleuchtfarbe in Tab. 2 mitgeteilt. Die Radiumleuchtfarbe fällt, wie man aus dem Wert der Konstanten A ersieht, etwas stärker ab als die nahezu gleich radioaktive Leuchtfarbe V_9, doch sind auch hier wieder die Unterschiede praktisch bedeutungslos. Es scheint also so, als wenn man bei verschiedenen Zinksulfidsorten mit einer Genauigkeit von etwa 5% denselben Wert von A (bei gleichem Gehalt von radioaktiver Substanz) annehmen kann. Bei der Berechnung der Mesothorleuchtfarbe ist die Steigerung der α-Aktivität, welche in dem Beobachtungszeitraum etwa 3% beträgt[1]), vernachlässigt. Berücksichtigt man dies, so kann man auch für eine Radium- und eine Mesothorleuchtfarbe (welche aus gleichen Teilen Mesothor und Radiothor besteht und eine angenähert gleiche Flächenhelle aufweist) in der ersten Zeit, so lange man die Änderung der Aktivität vernachlässigen kann, annehmen, daß beide gleich stark abfallen. Die Helligkeit einer Radiothorleuchtfarbe geht natürlich stärker zurück, da ja in der Beobachtungszeit ihre Aktivität sich bereits auf 80% verringert; aber auch unter Berücksichtigung dieses Umstandes ist ihr Abfall noch etwas stärker als der einer gleich hellen Radiumleuchtfarbe, obwohl auch hier die Unterschiede praktisch unbedeutend sind.

Da sich die Rutherfordsche Formel für einen Zeitraum von 9 Monaten als zutreffend erwiesen hatte, so dürfte es wohl gestattet sein, die Beobachtungen auf einen größeren Zeitraum zu extrapolieren. Zum mindesten wird man auf diese Weise einen Überblick über die Größenordnung des Abfalls der Helligkeit erhalten. Es sind deshalb aus der Fig. 1 die Werte von A für eine Reihe von Leuchtfarben von 0,2 bis 0,001 mg Ra/g ZnS entnommen und hierfür die Helligkeit für 5 Jahre berechnet (s. Tab. 3 und Fig. 2). Dasselbe ist auch für eine durch trockenes Verdünnen mit Zinksulfid hergestellte Leuchtfarbe von 0,005 mg Ra/g ZnS geschehen. Vergleicht man die Werte der Tab. 3 mit den früher ermittelten[1]), so sieht man, daß die damals gefundenen, ausdrücklich als vorläufig angegebenen, etwas zu günstig ausgefallen sind. Am besten ist naturgemäß die Übereinstimmung bei einer Leuchtfarbe mit 0,2 mg, da ja auch die damals benutzten Leuchtfarben angenähert diesen Betrag aufwiesen. Es war dann aber angenommen worden, daß die Konstante A proportional dem Radiumgehalt abnahm. Da sich dies als nicht zutreffend herausgestellt hat, sondern sie bei der schwächeren Leuchtfarbe relativ größer ist, so muß

Tabelle 4.

Berechneter Abfall der Helligkeit einer angenähert gleich hellen Ra- und RdTh-Leuchtfarbe.

mg/g ZnS	0,1 Ra	0,066 RdTh	RdTh $J = J_0 e^{-\lambda t}$ für $J_0 = 100$
Anfangsflächenhelle in 10^{-6} HK/cm²	14,42	13,86	
A	0,234	0,270	
Monate 0	100,0	100,0	100,0
1	89,3	84,8	97,1
2	80,0	73,6	94,5
3	71,9	63,7	91,8
4	65,0	55,4	89,1
5	59,1	48,9	86,6
6	53,7	43,2	84,1
9	41,4	31,2	77,3
12	33,6	24,6	70,7
18	23,5	15,2	59,5
24	17,6	10,5	50,0
36	11,9	5,7	35,4
48	8,9	3,5	25,0
60	7,1	2,2	17,7

[1]) G. Berndt, l. c. S. 61.

[1]) G. Berndt, l. c. S. 89.



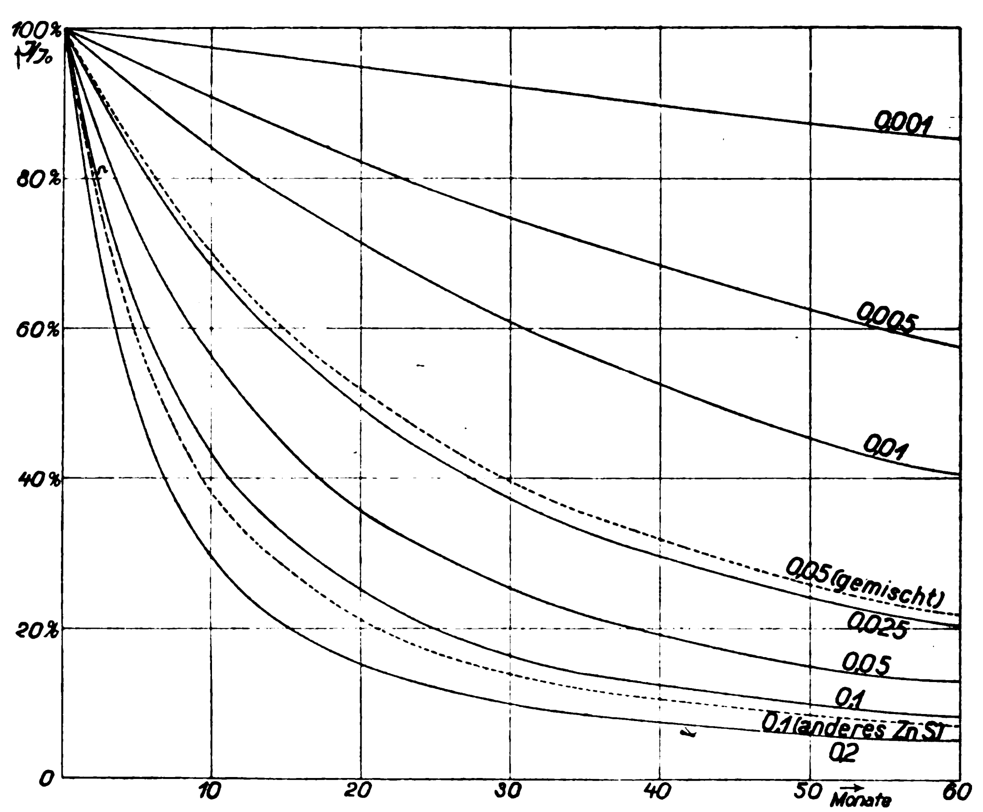


Fig. 2. Abnahme der Helligkeit von Leuchtfarbe mit verschiedenem Ra-Gehalt mit der Zeit.

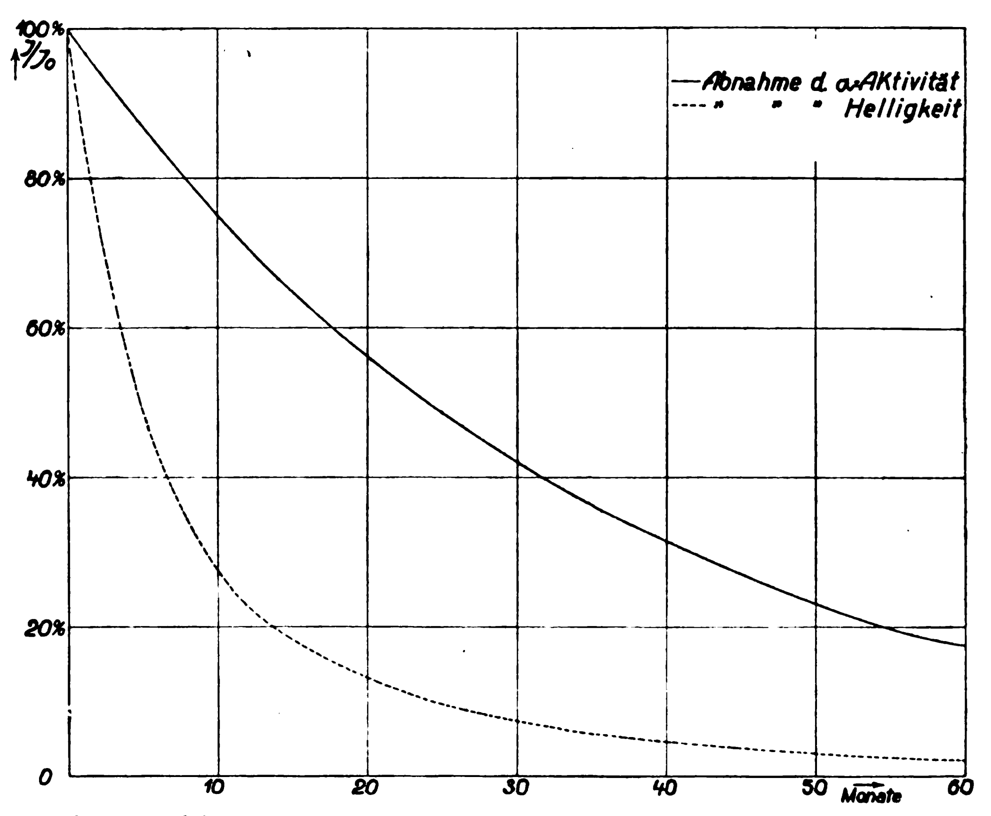


Fig. 3. Abnahme der Aktivität und der Helligkeit einer RdTh-Leuchtfarbe (0,066 mg RdTh/g ZnS) mit der Zeit.

der Abfall dieser entsprechend schneller erfolgen. Ebenso sind in Tab. 4 noch die Werte für die Radiumleuchtfarbe aus dem anderen Zinksulfid mit 0,1 mg Ra/g ZnS (s. auch Fig. 2), sowie für die Radiothorleuchtfarbe mit 0,066 mg RdTh/g ZnS berechnet; daneben ist noch der Abfall der α-Aktivität des Radiothor vermerkt (s. auch Fig. 3).

Zusammenfassung. Für eine Reihe von Leuchtfarben mit verschiedenem Radium- (bzw. Radiothor-) Gehalt und aus verschiedenem Zinksulfid ist über eine Zeit von etwa 9 Monaten die Abnahme der Helligkeit verfolgt. Die gefundenen Werte lassen sich durch die von Rutherford aufgestellte Formel gut darstellen. Allerdings ergibt sich, daß die für den Abfall maßgebende Konstante A derselben nicht proportional dem Radiumgehalt ist, sondern langsamer zunimmt als dem linearen Gesetz entsprechen würde. Auf Grund dieser Beobachtungen ist dann der Abfall der Helligkeit von Leuchtfarben mit verschiedenem Radium- (bzw. Radiothor-) Gehalt für 5 Jahre berechnet.

Eingegangen am 23. Februar 1920.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Ergänzung zu dem Bericht des Herrn Dr. Gehlhoff „Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit" in Heft 2 dieser Zeitschrift.

In dem Bericht des Herrn Dr. Gehlhoff „Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit" in Heft 2 ist auf Seite 38 unten eine Darstellung über den Werdegang des Beck-Scheinwerfers gegeben, die nicht ganz deutlich erscheint, und die ich wie folgt ergänzen möchte:

Die Firma Körting & Mathiesen A.-G. hat den Beck-Scheinwerfer nicht einfach übernommen, ihn mit technischen Mängeln in die Praxis einzuführen versucht und ihn dann einschlafen lassen, sondern sie hat erstens jahrelang an der Entwicklung des Beck-Scheinwerfers mit Herrn Beck zusammen gearbeitet, zweitens nach der Übernahme in den Scheinwerfer eine große Anzahl eigener Erfindungen hineingelegt, ihn technisch grundlegend neu durchgebildet, ihn z. B. mit dem vorzüglichen Regelwerk versehen, das er jetzt noch hat, und ihm auch sonst im wesentlichen seine heutige Bauart gegeben. Endlich hat diese Firma, nachdem infolge des Krieges das Interesse der Heeresverwaltung für den neuen Scheinwerfer erwacht war, seitens dieser Behörde alle Anerkennung gefunden, große Aufträge erhalten und dann erst den bereits auf hoher technischer Stufe stehenden Scheinwerferbau an die Firma C. P. Goerz übergeben.

Gern bestätige ich im übrigen, daß sich die Firma C. P. Goerz dann große Verdienste um die Weiterentwicklung des Beck-Scheinwerfers erworben hat.

Leipzig, 16. April 1920. Max Körting.

Über den Zusammenhang der absoluten Zähigkeit eines Schmiermittels mit der Temperatur.

Unter dieser Überschrift bespricht Herr Prof. Gümbel in Nr. 2 dieser Zeitschrift verschiedene Interpolationsformeln, welche den in der Überschrift bezeichneten Zusammenhang darstellen sollen, unter anderen auch die von mir in der Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ing. vom 6. Juli 1918, S. 422, angegebene Beziehung:

$$\eta = \frac{1}{(b\,\Theta)^c}.$$

Zu dieser wurde ich geführt durch die an etwa 30 Mineralölen gemachte Beobachtung, daß die Zähigkeit über der Temperatur auf Logarithmenpapier aufgetragen, zwischen 20 und 100° C praktisch gerade Linien ergibt, die sich für alle untersuchten Öle angenähert in einem Punkt schneiden, und zwar in einem Punkt, für den der Zähigkeitsfaktor $Z = 1$ (oder die absolute Zähigkeit $\eta = 0{,}00016$) und die Temperatur = 185° C ist.

Seither habe ich die Brauchbarkeit obiger Interpolationsformel durch eine Reihe weiterer Beobachtungen, teils eigener, teils fremder, bestätigt gefunden.

Mein Ansatz beruht also nicht, wie Herr Prof. Gümbel schreibt, auf einer willkürlichen Maßnahme, sondern stützt sich auf eine große Anzahl Beobachtungen, deren Ergebnis ich noch dahin ergänzen möchte, daß bei den dicken Zylinderölen der Schnittpunkt der Geraden etwas höher liegt, ungefähr bei 220° C, dagegen bei den dünnen Teerfettölen bei etwa 140° C. Für die gewöhnlichen Lagerschmieröle bleibt der Wert 185° C bestehen.

Berlin, 14. April 1920. E. Oelschläger.

Besprechungen.

Jahrbuch der angewandten Naturwissenschaften 1914—1919. 30. Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachmännern herausgegeben von Dr. Joseph Plassmann. 520 S. 253 Abb. auf 30 Tafeln und im Text. Lex.-8°. Herderscher Verlag, Freiburg 1920. M. 22,—, geb. M. 26,—.

Das Buch bespricht in ca. 350 kurzen, meist auch dem gebildeten Laien verständlichen, recht gut illustrierten Artikeln die bedeutsamsten Erfindungen und Entdeckungen der Jahre 1914—1919 in den angewandten Naturwissenschaften. Hierunter werden verstanden: Technik, chemische Technologie, Berg- und Hüttenwesen, Forst- und Landwirtschaft, Anthropologie, Ethnologie, Medizin, Tierheilkunde, „Luftfahrt", Erdkunde, Kriegstechnik, Astronomie. Das Ausland bleibt unberücksichtigt. — Eine zweifellos interessante, in gutem Deutsch geschriebene Lektüre, die besonders durch die Besprechung vieler in Kriegsnot entstandener Herstellungsverfahren, Ersatzstoffe usw. lehrreich

ist. Der Fachmann vermißt ungern reichlichere Literaturangaben oder, wo solche nicht existieren, die Namen der herstellenden Firmen, Angaben über eventuelle Patente und ähnliches. A. Kreichgauer.

Personalnachrichten.

Berlin. Professor Dr. Arnold Sommerfeld an der Universität München und Professor Dr. Peter Debye an der Universität Göttingen (inzwischen nach Zürich berufen) wurden zu korrespondierenden Mitgliedern der physikalisch-mathematischen Klasse der preußischen Akademie der Wissenschaften gewählt.

Bonn. Professor Dr. H. Konen in Münster hat die Berufung auf den Lehrstuhl der Physik in Bonn als Nachfolger H. Kaysers angenommen.

Hamburg. An der Hamburger Universität habilitierten sich: Professor Dr. Christoph Jensen für kosmische Physik und Dr. Jakob Nielsen für reine und angewandte Mathematik.

Heidelberg. Geh. Hofrat Dr. Moritz Cantor, ordentlicher Honorarprofessor der Mathematik an der Heidelberger Universität, ist am 9. April im 90. Lebensjahre gestorben.

Köln. Der an der Universität Köln neu errichtete Lehrstuhl der Mathematik ist Professor Dr. Paul Koebe in Jena angeboten worden.

München. Der Assistent am Geodätischen Institut der Technischen Hochschule zu München, Dipl.-Ing. Adolf Schlötzer, wurde als Privatdozent für das Lehrgebiet der Geodäsie an dieser Hochschule zugelassen.

Gesellschaftsnachrichten.

Gesellschaft für technische Physik.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße Nr. 3, mitzuteilen.

Die Mitgliedsbeiträge sind portofrei einzusenden entweder auf das Konto der Gesellschaft für technische Physik Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II.

Sämtliche Zahlungen oder Überweisungen müssen den Vermerk „für das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik" tragen.

Der Beitrag beläuft sich laut Beschluß der Hauptversammlung für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder auf Mk. 30.—, für die auswärtigen Mitglieder auf Mk. 20.—, für Firmen, Korporationen, Institute auf Mk. 100.—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50.— pro Jahr beziehen.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. W. Block, Berlin:
Herr Dr. E. Oettinger, Wissenschaftl. Sekretär in der A. E. G., Berlin W. 15, Lietzenburgerstraße 7.

Seitens des Herrn Dr. E. Everling, Berlin:
Herr Dr.-Ing. C. Th. Wilhelm Hoff, stellv. Direktor der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, Berlin-Cöpenick, Gutenbergstraße 2.
Herr Heinrich Koppe, Leiter der Instrumentenabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dipl.-Ing. F. J. Knoops, Freiberg i. Sa., Silbermannstraße 1.
Körperschaft Physikalischer Verein, Frankfurt a. M., Robert Mayerstraße 2.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Dipl.-Ing. Hermann Topf, Charlottenburg, Schulstraße 14 II.

Seitens des Herrn Dr. H. Rukop, Berlin:
Herr Prof. Dr. Zenneck, Phys. Institut der Techn. Hochschule München, Gedonstr. 6.

Seitens des Herrn Dr. W. Salinger, Berlin:
Herr stud. ing. Georg Jendrassik, Berlin, Oldenburger Straße 47.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Firma Aktie-Bolaget A. E. G., Stockholm.
Herr Dr. Rudolf Berchthold, Berlin W. 10, Matthäikirchstraße 12.
Herr Dr. Friedrich Gaub, Stuttgart, Neckarstraße 8.
Herr Dr. phil. Hänert, Oberlehrer, Kiel, Esmarchstraße 55.
Behörde Radiobüro der Kgl. Schwedischen Telegrafenverwaltung Stockholm.
Herr Dr. Alfred Riede, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Karlsruhe (Baden), Karlstraße 87.
Herr Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski, Jena, Am Landgrafen 10a.
Herr Dr. W. Schlichter, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Karlsruhe (Baden), Karlstraße 87.
Herr Prof. Dr. Theodor Wulf, Aachen, Kurbrunnenstraße 42.
Herr Direktor Zetzmann, Germaniawerft Kiel.

Der 1. Vorsitzende:
Dr. G. Gehlhoff.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am 23. April 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172, Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Herr Germershausen spricht über „Theorie und Anwendung der elektrischen Gleichrichter mit Edelgasfüllung".

Die Sitzung am 7. Mai fällt wegen der am gleichen Tage tagenden Sitzung der Deutschen physikalischen Gesellschaft aus und wird auf den 14. Mai 1920 verlegt.

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

Die dritte ordentliche Versammlung am Montag, den 22. März 1920, mußte der Unruhen wegen verschoben werden und fand am 19. April 1920 mit unveränderter Tagesordnung statt.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Hecht: Elektromagnetisch erregte mechanische Schwingungsgebilde.
3. Vortrag des Herrn Martienssen über „Wasser- und Luftwiderstand in Wissenschaft und Technik".
4. Verschiedenes.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 **Erster Jahrgang** **Nr. 6**

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Über den gegenwärtigen Entwicklungsstand der elektrischen Gas- oder Dampflampen und die Aussichten für ihre Verbesserung.

(Nach einem am 22. Januar 1920 in der Sitzung der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft gehaltenen Vortrage.)

Von Fritz Schröter.

Das Ziel der Beleuchtungstechnik ist die Schaffung von Lichtquellen, bei welchen die Quotienten $\frac{\text{Ausgestrahlte Leistung}}{\text{Verbrauchte Leistung}}$ und $\frac{\text{Sichtbare Strahlung}}{\text{Gesamtstrahlung}}$ dem Wert 1 möglichst nahekommen. Das Produkt beider Brüche (wir wollen es $a \cdot b$ nennen) gibt den „Strahlungseffekt" der Lampe in dem als Licht empfundenen Wellenlängenbereich. Daraus kann der „Leuchteffekt" oder die technische Ökonomie $\left(\frac{\text{Sphärische HK}}{\text{Verbrauchte Leistung}}\right)$ gewonnen werden, wenn die Energieverteilung in diesem Teil des Gesamtspektrums (etwa 750—400 $\mu\mu$) bekannt ist. Die Berechnung geschieht mit Hilfe der Sehzapfenkurve des normalen Auges (Ives, Bender), welche für jede Wellenlänge das Helligkeitsäquivalent der Leistungseinheit angibt. In der Gegend des Reizmaximums, 550 $\mu\mu$, entspricht 1 Watt eine Lichtstärke von durchschnittlich 64 HK_0. Für diese wichtige Zahl, die offenbar den maximalen Leuchteffekt eines Idealstrahlers darstellt, wurden etwas verschiedene Werte gefunden, und zwar von

Lummer	64	HK_0/W
A. R. Meyer	72,5	„
Ives und Kingsbury	55,5	„
Langmuir	73	„
Fabry und Buisson	55	„
i. M.	64	HK_0/W.

Beim schwarzen Körper ist die Verteilung der Strahlung durch das Wien-Plancksche Gesetz für alle Wellenlängen gegeben. Dieses liefert also den Betrag des obigen Quotienten b und mittels der Sehzapfenkurve auch den Leuchteffekt eines derartigen Strahlers als Funktion seiner Temperatur, wenn wir als Idealfall $a = 1$ annehmen, d. h. keine Verluste durch Wärmeleitung, -konvektion oder sonstige Vorgänge entstehen (A. R. Meyer[1]), Lummer, „Leuchttechnik", 2. Aufl. S. 206 ff.). Unter dieser Voraussetzung ist die photometrische Ökonomie gleich

$$\frac{\text{Helligkeit}}{\text{Gesamtstrahlung}} = \frac{H}{S} = \frac{H}{a \cdot T^4}$$

(Gesetz von Stefan-Boltzmann).

Nun gilt bekanntlich die Beziehung

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^n,$$

wobei n mit wachsender Temperatur abnimmt, jedoch innerhalb kleiner Temperaturintervalle als konstant betrachtet werden kann (vgl. Fig. 1;

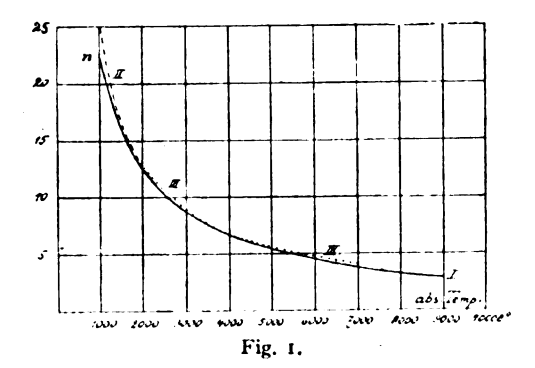


Fig. 1.

I und II sind die Kurven für den schwarzen Körper nach A. R. Meyer bzw. Lummer, III für blankes Platin). Daraus erhalten wir für den „schwarzen" Temperaturstrahler folgendes Gesetz der Ökonomiesteigerung:

$$\frac{H_1/S_1}{H_2/S_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n-4}.$$

Man sieht, daß die Zunahme der Ökonomie mit

[1]) Verh. D. Phys. Ges. **17**, 384 (1915).

wachsender Temperatur bei $n = 4$, also zwischen 6000° und 7000° abs. T. aufhört. Dieser Punkt würde nach Lummer etwa 9,9 HK_0/W entsprechen. Für einen Strahler von den Eigenschaften des blanken Platins gilt $S = \alpha' \cdot T^5$, also:

$$\frac{H_1/S_1}{H_2/S_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n-5},$$

d. h. ein solcher Leuchtkörper würde bei $n = 5$, mithin noch unterhalb 6000° abs. T. die Grenze der Ökonomieverbesserung erreichen. Der maximale Leuchteffekt berechnet sich für letzteren zu 8,0 HK_0/W.

Von diesen theoretisch günstigsten Bedingungen sind die Temperaturstrahler der heutigen Technik (Halbwattlampe 2760°, positiver Lichtbogenkrater 4200° abs. T.) noch weit entfernt. Einer Steigerung der Brenntemperatur über die bisher erreichten Grade stehen bei glühlampenähnlichen Lichtquellen hauptsächlich die bekannten Materialschwierigkeiten — Schmelzpunkt, Verlauf der Dampfdruckkurve, Zerstäubungsvorgänge, Reaktionen usw. — entgegen. Beim positiven Lichtbogenkrater, dessen Temperatur Lummer[1]) durch Druckerhöhung bis auf 6000° abs. T. hinauftreiben konnte, sind es verstärkter Abbrand der Kohle, Zunahme der Bogenspannung und der Unruhe des Lichtes sowie konstruktive Hindernisse, die den Vorteil der höheren Erhitzung wieder ausgleichen (Mathiesen[2])). Eine genügend einfache Zukunftslampe, die auf normaler Temperaturstrahlung fester Materie — bzw. oberflächlich verflüssigter oder aus dem festen Zustande verdampfender Materie — beruht und die in der Gegend der berechneten Temperaturoptima arbeiten könnte, ist wenig wahrscheinlich. Ihr Wirkungsgrad wäre durch die wie oben gefundenen Werte begrenzt.

Selektive Strahler (Auerstrumpf, Wolfram, Tantal u. a.) würden bessere Ergebnisse liefern. Wäre das Absorptionsvermögen der Lichtquelle beiderseits des Reizmaximums 558 $\mu\mu$ — 544 $\mu\mu$ gleich Null, so fände nach oben der Leuchteffekt seine theoretische Grenze bei 64 HK_0/W, gleichgültig, ob Temperaturstrahlung oder Lumineszenz vorliegt. Für Allgemeinbeleuchtung würde ein derartiges monochromatisches Licht unbrauchbar sein. Genügend „weißes" Licht ergäbe eine auf den Bereich 650 $\mu\mu$ — 480 $\mu\mu$ (entsprechend etwa den Wasserstofflinien H_α und H_β) beschränkte, in bezug auf Intensität der Sehzapfenkurve proportional verteilte Strahlung. Unter Annahme einer solchen Verteilung zwischen 800 $\mu\mu$ und 400 $\mu\mu$ fand Lummer (Leuchttechnik, S. 238 oben) 45 HK_0/W. Bei den von uns gewählten engeren Grenzen erhöht sich dieser Wert auf 48 HK_0/W durch Fortfall der im äußersten Rot und Violett liegenden Strahlen, die ein sehr geringes Reizäquivalent haben. Derart abgeleitete Zahlen haben jedoch für feste oder flüssige selektive Temperaturstrahler keine praktische Bedeutung. Da nämlich deren Absorptionsvermögen außerhalb des betrachteten leuchtenden Spektralstreifens schwerlich vollkommen Null sein würde, so ergibt sich eine Beeinflussung der Zusammensetzung ihres Lichtes durch die Schichtdicke der strahlenden Substanz. Gleichviel, wie man den Leuchtkörper formt, ob als Gespinst, Faden, Stäbchen oder dgl., stets wird das unmittelbar von der Oberfläche ausgehende Licht mit der von den tieferliegenden Stoffteilchen emittierten, durch Absorption in den durchlaufenen Molekülschichten „geschwärzten" Strahlung vermischt sein. Dieser Umstand setzt natürlich den selektiven Effekt wesentlich herab. Nach Untersuchungen von H. W. Fischer[1]) über den Auerbrenner hängt der dem maximalen Leuchtvermögen entsprechende Cergehalt von der Art des Gewebes ab; die Helligkeit ist praktisch nur durch den Gehalt der Oberflächeneinheit an Ceroxyd bestimmt. In diesem Ergebnis kommt die Tatsache zum Ausdruck, daß die tieferen Schichten „schwarz", d. h. mit keinem höheren Wirkungsgrade strahlen, als der schwarze Körper, dessen Leuchteffekt für jede Temperatur bekannt und dessen Grenzen im voraufgehenden angegeben sind.

Die Selektivität der Strahlung kommt erst dann voll zur Geltung, wenn die Materie im Dampfzustande leuchtet, also die räumliche Dichte der Moleküle gering und der mittlere Molekülabstand stark vergrößert ist. Die gegenseitigen Störungen benachbarter Moleküle fallen fort; die Elektronen schwingen frei im Atomverband mit der Periode ihrer Eigenschwingungen. Absorption ist in entsprechend kleinerem Betrage vorhanden und eine Funktion der Dampfdichte. Sie ist fast unmerklich in sehr verdünnten Gasen (Stickstoff, Helium), in leuchtendem Metalldampf (Hochdruck-Quecksilberdampflampe, Flammenbogen) wird sie mit wachsender Konzentration der erregten Atome immer erheblicher. Dies zeigt die Kurve der Fig. 2, welche die HK_h/W-Werte der Hg-Dampfbogenlampe in Abhängigkeit von der Tension p wiedergibt. Die Hg-Linien sind bei den hohen Drucken verbreitert und unscharf; dem diskontinuierlichen Spektrum ist ein schwaches kontinuierliches übergelagert. Offenbar ist neben der Lumineszenz ein mit der Dampfspannung und der Wattbelastung zunehmender Temperaturstrahlungseffekt vorhanden. Diese Erscheinungen lassen sich

[1]) Lummer, „Die Verflüssigung der Kohle usw." Braunschweig 1914. S. 134.

[2]) E. T. Z. **37**, 549 (1916).

[1]) H. W. Fischer, Habilitationsvortrag, Breslau 1907, abgedruckt in der Sammlung chem. u. chem.-techn. Vorträge, Bd. XI, Stuttgart 1906.

auf Grund der theoretischen Vorstellungen über die Verbreiterung von Spektrallinien deuten (s. z. B. Scheiner, „Spektralanalytische und photometrische Theorien“, Leipzig 1909).

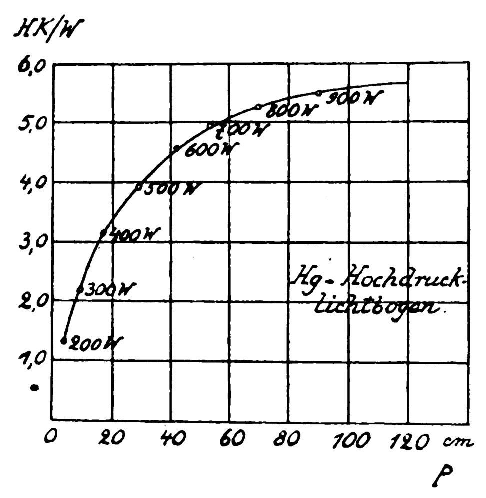


Fig. 2.

Die Vergleichung der Temperaturstrahler mit den unter Stromdurchgang leuchtenden Gasen oder Dämpfen geht zweckmäßig von den eingangs definierten Quotienten a und b aus. a erreicht bei den luftleeren Glühlampen recht hohe Beträge (0,90 bis 0,95), während b auf wenige Prozent, maximal 5,3% bei der Wolframlampe, beschränkt bleibt. Das Produkt $a \cdot b$ $\left(\frac{\text{Sichtbare Strahlung}}{\text{Verbrauchte Leistung}}\right)$ ist also klein. Bei der gasgefüllten Glühlampe sinkt a aus bekannten Gründen bedeutend; dagegen steigt b infolge der erhöhten Temperatur relativ stärker an. So ergibt sich durch Bildung der Werte $a \cdot b$, daß in Form leuchtender Strahlung ausgesandt werden von der

Kohlenfadenlampe	1,8%	ihres Wattverbrauchs,
Wolfram-Vakuumlampe	4,6%	„ „
Halbwattlampe	9,5%	„ „

Gerade umgekehrt verhalten sich die lumineszierenden Gase in Leuchtröhren. Nach Untersuchungen von Angström[1]) hat a dabei im allgemeinen sehr kleine Werte. Der Quotient $\frac{\text{Gesamtstrahlung}}{\text{Stromarbeit}}$ nahm bei seinen Messungen mit abnehmendem Druck zu und betrug für

Wasserstoff	0,003—0,015
Kohlenoxyd	0,012—0,032
Stickstoff	0,022—0,074.

Dagegen nahm b, je nach den Entladungsbedingungen, Beträge zwischen 0,1 und **0,8** an.

[1]) Ann. d. Phys. **48**, 493 (1893).

Dieser hohe Wert des Verhältnisses

$$\frac{\text{Sichtbare Strahlung}}{\text{Gesamtstrahlung}}$$

wird beim normalen Temperaturstrahler nicht erreicht. Es beträgt bei letzterem maximal **0,43** zwischen 6000° und 7000° abs. T. Man sieht jedoch, daß das maßgebende Produkt $a \cdot b$ auch bei den Elektrolumineszenzröhren gering und bestenfalls, bei $b = 0{,}8$, von der gleichen Größenordnung ist wie bei den gegenwärtig gebräuchlichen Temperaturstrahlern. Selbst der wirtschaftlichste Vertreter reiner Lumineszenzstrahlung, die Neonröhre mit Vakuumbogenentladung, für welche a und b allerdings noch nicht gemessen sind, aber keinesfalls außergewöhnliche Werte erreichen, hat nur einen sehr kleinen Strahlungseffekt im sichtbaren Spektrum. Daß derartige Röhren in bezug auf den Leuchteffekt der Halbwattlampe gleichkommen (vgl. Tabelle Fig. 3), ist auf den vorteilhaften Bau des an optisch wirksamen Linien (in Orangerot, Gelb und Grün) besonders reichen Neonspektrums zurückzuführen, worauf ich schon früher[1]) hingewiesen habe.

	Gas oder Dampf	Entladungsform	Stromart	HK/W	HK/W red.
1	Helium	Glimmentldg.	Gleichstrom	0,34	—
2	Stickstoff	Glimmentldg.	Wechselstr.	0,67	0,75
3	Helium	Vakuumbog.	Gleichstrom	0,63	1,11
4	Neon	Glimmentldg.	Wechselstr.	1,45	2,38
5	Neon	Vakuumbog.	Gleichstrom	2,00	3,57
6	Quecksilber	Vakuumbog.	Gleichstrom	2,63	3,99
7	Quecksilber	Hochdruckbogen	Gleichstrom	4,80	6,40
8	Quecksilber-Cadmium	Hochdruckbogen	Gleichstrom	6,25	—
9	Natrium-Calcium	Effektbogen	Drehstrom	11,36	—
10	Quecksilber + Metallsalze	Salzdampfbogenlampe von Nernst	Gleichstrom	6,25	—

Fig. 3.

Günstiger liegen die Verhältnisse bei den Metalldampflichtbögen, bei denen Temperaturstrahlung und Lumineszenz gleichzeitig auftreten. Man ersieht dies aus der Tabelle, in welcher die HK/W-Werte für eine Reihe von verschiedenartig betriebenen Gas- oder Dampflampen zusammengestellt sind. Bei den röhrenförmigen Lampen sind die HK senkrecht zur Rohrachse, bei den

[1]) Zeitschr. f. Elektrochemie, **24**, Nr. 9/10 (1918).

unter normalem Druck arbeitenden Metalldampfbogenlampen als Mittelwert in der unteren Hemisphäre gemessen. In der letzten Spalte sind die Werte der Lichtausbeute angegeben, die man bei einigen der bezeichneten Lampen erhalten würde, wenn Energie nur in den leuchtenden Entladungsgebieten (Gefälle der positiven Säule) umgesetzt würde, nicht aber an solchen Stellen wie an den Elektroden und im Beruhigungswiderstand, wo die verbrauchte Arbeit überhaupt nicht oder nur in unwirtschaftlichem Grade in sichtbare Strahlung verwandelt wird.

Bei jeder Lampenart ist derjenige Wert der im allgemeinen mit der Belastung zunehmenden Ökonomie angeführt, welcher der höchsten Wattausbeute entspricht. Im Vergleich zu den Leistungen der neuzeitlichen Temperaturstrahler sind die Zahlen teilweise recht gute; jedoch ist mit Ausnahme von Nr. 2, 8 und 10 die Strahlung mehr oder weniger monochromatisch. Lampe Nr. 9 übertrifft bereits das theoretische Maximum des schwarzen Temperaturstrahlers. Da bei ihr eine nicht sehr ökonomische Strahlung der weißglühenden Kohlespitzen (bei Drehstrom) mitgemessen ist, so muß der auf das Gefälle in der positiven Säule des Metalldampfbogens reduzierte Leuchteffekt noch erheblich größer sein. Zu seiner Berechnung fehlen die Angaben über die Elektrodenarbeit.

Die Heliumröhre Nr. 1 der Tabelle Fig. 3 ist von Nutting[1]) bei Lichtmessungen benutzt worden. Sie hatte eine enge Kapillare, brannte also hinsichtlich des Rohrdurchmessers unter ungünstigen Bedingungen. Die Glimmentladungslampen Nr. 2 und 4 arbeiten nach Art der Mooreschen Hochspannungs-Leuchtröhren mit Kathoden von großer Oberfläche (Al, Cu, C, K) und erheblichem Verlust im Kathodendunkelraum (200—500 Volt).[2]) In einer für normale Gleichstromspannungen geeigneten Form, als Vakuumbogenlampen, entsprechend dem Cooper-Hewittschen Dampflampenprinzip ausgebildet, haben die Edelgaslampen Nr. 3 und 5 Kathoden aus Alkalimetall-Schwermetall-Legierungen (Skaupy, D R. P. 286753) oder Thalliumlegierungen (Schröter, l. c.). Diese Metalle verdampfen unter Lichtbogenbildung bei einem Kathodenfall von 2 bis 10 Volt. Geeignete Einrichtungen halten das Kathodenmetall vom Leuchtrohr fern und ermöglichen so eine lange Gebrauchsdauer, die mehrere tausend Stunden erreicht. Die positive Säule zeigt ein glänzendes Edelgasspektrum, frei von Metalldampf.

Die Hg-Lampen sind in bekannter Weise ausgebildet. Lampe Nr. 8 besitzt Elektroden aus Kadmiumamalgam mit 10% Hg. Durch intensives Hervortreten der roten Cd-Linie 644 $\mu\mu$ entsteht im Zusammenwirken mit dem Hg-Spektrum ein weißes Mischlicht. In die Praxis scheint diese von Wolfke[1]) beschriebene Lampe bisher nur in vereinzelten Exemplaren eingeführt worden zu sein. Einen anderen, von Nernst herrührenden Versuch, den Quecksilberbogen durch geeignete Metalle (in Form flüchtiger Verbindungen) angenehmer zu färben, stellt Lampe Nr. 10 dar. Ihr Leuchteffekt ist hoch; für die technische Verwendung ist sie indessen wohl noch nicht herangereift. Nr. 9 ist eine gewöhnliche Effektkohlenbogenlampe mit in Klarglasglocke brennendem, 40 mm langem Lichtbogen (Drehstrom). Sie ist von Schäffer[2]) konstruiert worden und arbeitet mit 3 Elektroden.

Über Vorschläge betreffend Lampen mit strahlartigem Dampfbogen aus Hg mit färbenden Zusätzen oder aus Alkalimetallen s. D. R. P. 227270 von Podszus oder D. R. P. 300976 von Skaupy. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die künftige Entwicklung auf die darin gegebenen Grundlagen insofern zurückgreift, als sie hohe Temperatur- und Konzentrationsgefälle senkrecht zur Achse des leuchtenden Dampfstrahls herzustellen gestatten, wodurch die Dicke der unökonomisch strahlenden und stark absorbierenden äußeren Dampfhülle verringert wird. Hierauf kommen wir später zurück.

Lampen mit rein kathodischer, negativer Glimmentladung in Neon sind die von der J. Pintsch A.-G. Berlin hergestellten „Glimmlampen“. Diese können, ihrem physikalischen Aufbau entsprechend, die Energie des Kathodenfalls nur unvollkommen ausnützen, da deren Hauptanteil an den positiven Ionen lokalisiert ist und von ihnen direkt in Wärmebewegung der Gasmoleküle und der Elektrodenmasse umgesetzt wird. Dennoch haben diese Lampen vielfach Anwendung gefunden[3]), weil sie mit sehr geringen Strömen zu arbeiten gestatten, bei denen es auf die Lichtausbeute weniger ankommt (Signal-, Markierlampe, Spannungsindikator, Isolationsprüfer usw.).

Unter den in der Tabelle Fig. 3 zusammengestellten Leuchtröhren und Metalldampflampen haben nur Nr. 2 und 9 praktisch die Bedeutung einer für allgemeinere Beleuchtungszwecke anwendbaren Lichtquelle, und auch dieses mit einer gewissen Einschränkung. Das setzt den Wert aller dieser Lampen gegenüber den „weiß“ leuchtenden Temperaturstrahlern trotz der teilweise erheblich höheren Ökonomie herab. Ihre Benutzung bleibt auf Sonderfälle beschränkt, wo entweder der Bau des Spektrums (kurzwellige Strahlung der Hg-Lampe, Rotstrahlung der Ne-Lampe) oder die

[1]) Bull. Bur. of Standards **4** (4), 511 (1908).
[2]) La Lumière Electrique XIII (2. sér.), No. 1, 23.

[1]) E. T. Z. **33**, 917 (1912).
[2]) Wedding, E. T. Z. **33**, 579 (1912).
[3]) E. T. Z. **40**, Heft 17 (1919).



Eigentümlichkeiten des Leiteffektes in Gasen (große Ionengeschwindigkeiten, Verstärkerwirkung, Sichtbarkeit geringer Ströme u. a.) maßgebend sind. Die genannten charakteristischen Eigenarten der Gasentladung werden für das Geben von Morsesignalen mit hoher Frequenz, für die photographische Aufnahme schnell veränderlicher Vorgänge, zur Auffindung von Isolationsfehlern usw. verwertet. Wir können hier nicht näher darauf eingehen.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich, daß der Metalldampfbogen, der ein Gemisch von Lumineszenz- und Temperaturstrahlung aussendet, bisher den günstigsten beleuchtungstechnischen Wirkungsgrad aufweist, welcher den theoretischen Höchstwert des schwarzen Temperaturstrahlers (9,9 HK_0/W) übersteigt. Die Aufgaben der zukünftigen Entwicklung lassen sich nun durch zwei Fragen umschreiben: 1. Ist es möglich, ein Strahlungsgesetz zu finden, welches mit Hilfe der von der Natur des leuchtenden Gases oder Dampfes (Resonanzpotential, Ionisierungspotential, Serienformel), den räumlichen Entladungsbedingungen usw. abhängigen Konstanten die diskontinuierliche Strahlung im gesamten Spektrum als Funktion der mittleren Stromdichte der verschiedenen Träger, des Gradienten, der Gasdichte usw. darzustellen erlaubt? Ein derartiges Gesetz würde diejenige Kombination rechnerisch abzuleiten gestatten, mittels welcher man sich den theoretischen Höchstwerten von 64 HK_0/W für monochromatisches Licht zwischen 558 $\mu\mu$ und 544 $\mu\mu$ bzw. 48 HK_0/W für weißes Licht in der wie oben angegebenen Verteilung am meisten nähern könnte. Zweifellos müßte eine solche, das selektive Verhalten berücksichtigende Formel sehr verwickelt sein. Bisher hat sich bei der großen Anzahl von Parametern kein brauchbarer Ansatz dazu finden lassen. 2. Kann in Ermangelung einer alle Entladungsbedingungen umfassenden Strahlungsformel, auf der Grundlage experimentell bestätigter Überlegungen, eine bestimmte Richtung für den zur Verbesserung des Wirkungsgrades einzuschlagenden Weg gewiesen werden? Diese zweite Frage läßt sich, im Gegensatz zur ersten, die zurzeit nicht beantwortet werden kann, nach meinem Dafürhalten bejahen.

Einmal besteht die Verbesserungsmöglichkeit in der Verringerung derjenigen Verluste, die wir „äußere“ nennen wollen, weil sie an Stellen des Energieumsatzes auftreten, die außerhalb der als eigentliche Lichtquelle dienenden Entladungsgebiete, d. h. an den Elektroden und im äußeren Widerstand, liegen. Bei gänzlicher Ausschaltung der äußeren Verluste würden sich n. O. die in der Tabelle Fig. 3, letzte Spalte, enthaltenen Werte ergeben. Dieser Frage wollen wir zunächst nachgehen. Danach wollen wir den Energieumsatz in den leuchtenden Teilen der Strömung selber betrachten.

Werden mit V_n die in den verschiedenen Teilen der Entladung von den Ionen durchlaufenen Spannungsdifferenzen bezeichnet und durch die Indizes den einzelnen Gebieten: Anode (a), positive Lichtsäule (p), Kathode (k) zugeordnet, so ist die Elektrodenspannung des Lichtbogens

$$E_l = V_a + V_p + V_k,$$

worin V_a den Anodenfall und V_k den Kathodenfall des Bogens darstellen. Diese Gleichung gilt auch für den Vakuumbogen. Ist der Beruhigungswiderstand W, die Spannung der Stromquelle E, der Strom i, so haben wir:

$$E = [i \cdot W + V_a + V_k] + V_p,$$

Der Klammerwert gibt die „äußeren“ Verluste an. Den Betrag des Bruches $\frac{V_a + V_k + i \cdot W}{E}$ entnehmen wir für drei verschiedene Typen der Metalldampf- bzw. Gasbogenlampe aus der in Fig. 4 aufgestellten Tabelle in Prozenten der verbrauchten Wattleistung. Da hierbei günstige Betriebsverhältnisse zugrunde gelegt sind, werden die Anteile der unausgenutzten Stromarbeit im allgemeinen etwas größer sein. Wir wollen nun überlegen, inwieweit wir diese Energieverluste grundsätzlich in Kauf nehmen müssen.

	Hg-Vakuumbogen i = ca. 3 Amp.		Hg-Hochdruckbogen i = ca. 5 Amp.		Ne-Vakuumbogen i = ca. 1 Amp.	
	Stoff	Volt	Stoff	Volt	Stoff	Volt
Anodenfall	Hg	4,0	Hg	4,0	Fe	20,2
Kathodenfall	Hg	5,25	Hg	5,25	Na	2,1
Spannungsabfall i. Außenwiderstand		60,75		40,75		64,7
Abfall i. d. pos. Säule		150,00		170,00		133,0
Äußerer und innerer Abfall = Betriebsspannung		220,00		220,00		220,00
Mithin äußer. Verlust		32 %		23 %		39,5 %

Fig. 4.

Der Anodenfall kann nach neueren Untersuchungen als eine Funktion $m \cdot V_i$ der kleinsten Ionisierungsspannung V_i betrachtet werden, wobei m von den Entladungsbedingungen abhängt. Bei einatomigen Metalldämpfen (Hg, Na) und Edelgasen ist $m \sim 1$; in zweiatomigen Gasen (N_2, H_2) ist es ~ 2. Wenigstens kann dies als ungefähr gültig angesehen werden. Manches spricht indessen dafür, daß der Anodenfall keine unveränderliche Größe darstellt, so z. B. sein fast völliges Ver-

schwinden an einer Elektrode, die in das negative Glimmlicht, ein Gebiet hoher Ionisation bei der selbständigen Glimmentladung, hineinragt.[1]) In solchen Zonen intensiver Ionisierung muß man also eine Herabsetzung des Anodenfalles annehmen; und es ist durchaus vorstellbar, daß dies auch bei Lampen durch geeignete Anordnungen verwirklicht werden kann.[2])

Auf Grund zahlreicher neuerer Versuche, die zur Bestätigung der bekannten quantentheoretischen Beziehung $e \cdot V = h \cdot \nu$ (e Ladung des Elektrons, V durchlaufene Spannungsdifferenz, h Plancksches Wirkungsquantum, ν Frequenz der vom getroffenen Atom ausgesandten Strahlung) unternommen worden sind[3]), scheint es, daß die untere erreichbare Grenze des Anodenfalles gleich der Mindestenergie ist, die ein Elektron in dem betr. Gas oder Dampf besitzen muß, um mittels unelastischen Stoßes Strahlung zu erregen, die dann ionisierende Sekundärwirkungen (Resonanz, Photoeffekt) auszulösen vermag. Dieser Betrag dürfte besonders bei den Alkalimetallen sehr klein sein. Die D-Linie des Natriums wird von 2,12 Volt-Elektronen angeregt. Denken wir uns eine Na-Anode, über welcher eine dünne Schicht des vom erwärmten Metall ausgehenden Dampfes liegt. Elektronen, welche die angegebene Geschwindigkeit besitzen, werden so die Ursache eines Photoeffektes, durch den die vor der Anode liegende negative Raumladung vermehrt, mithin die auf die positiven Ionen ausgeübte Beschleunigung vergrößert wird. Mit Hilfe solcher denkbaren Anordnungen würde der Anodenverlust zu einem unbedeutenden Posten in unserer Energiebilanz herabsinken.

Die Möglichkeit einer Steigerung der Energiedichte an der Anode bis zur ökonomischen Eigenstrahlung derselben soll hier nur kurz erwähnt werden. Sie spielt eine Rolle bei gewissen Gas- und Dampflampen, gehört jedoch eher in das Gebiet der Temperaturstrahlung.

Der Kathodenfall ist die von den positiven Ionen an der Kathodenfläche geleistete Arbeit. Er hat eine besondere Bedeutung bei der Glimmentladung (Mooresche Röhre, Glimmlampe). An der kathodischen Basis des selbständigen Glimmstromes müssen die positiven Ionen die von der chemischen Natur des Metalles abhängige Austrittsarbeit aufbringen, wozu noch der Energieverlust beim Zusammenstoß mit Gasmolekülen im Dunkelraum und in der Kanalstrahlenschicht (1. Kathodenschicht) hinzukommt. Der Kathodenfall der selbständigen Glimmentladung ist deshalb beträchtlich (50—500 Volt normal). Die Gleichung der Elektrodenspannung lautet genauer:

$$E_r = V_a + V_p + V_{d1} + V_g + V_{d2},$$

wenn $d\,1$ den Faradayschen, $d\,2$ den Hittorfschen Dunkelraum, g das negative Glimmlicht bezeichnet. V_{d2} kann durch hohe Temperatur (Glühkathoden) auf wenige Volt herabgesetzt werden. Auch ultraviolette Bestrahlung wirkt verringernd auf den hohen Wert von V_{d2}. Von Bedeutung scheint es für Leuchtröhren mit Glimmentladung zu sein, daß die Heizarbeit der Glühkathode durch die Bewegungsenergie der positiven Ionen geleistet werden kann. Eine derartige Anordnung hat Moore in seinem amerikanischen Patent Nr. 957983 beschrieben.

Die Kathodenarbeit der Bogenlampe (vgl. Fig. 4) ist ein relativ geringfügiger, mit zunehmender Elektropositivität des Materials abnehmender Betrag und besteht aus: 1. der Verdampfungswärme des Metalles, 2. Ionisierungsarbeit des Dampfes. Dazu kommt bei mehratomigen Metallen die Dissoziationsarbeit. Dieser ganze Energieaufwand ist unumgänglich notwendig, wenn ein selbständig stabiler Lichtbogen gebildet werden soll. Er muß von den positiven Ionen bestritten werden.

Eine weit wichtigere Rolle, als die ihrem Betrage nach gering zu haltenden Elektrodenarbeiten, spielt der Verlust im äußeren Widerstand. Wir sehen hier von dem bisweilen durchgeführten Vorschlage ab, ihn mittels selbststrahlender Widerstände (Glühlampen) teilweise zurückzugewinnen. Der Beruhigungswiderstand braucht kein Ohmscher Widerstand zu sein. Bei Wechselstrombögen oder -glimmentladungen (Moorelicht) wird er bekanntlich durch einen induktiven Widerstand in Gestalt einer Drosselspule ersetzt, deren wirksamer Widerstand $\sqrt{R^2 + (2\pi\nu L)^2}$ ist und deren Verbrauch sich auf die Kupfer- und Eisenverluste beschränkt. (Die damit verbundene Verringerung des $\cos\varphi$ ist von nebensächlicher Bedeutung, wenn es sich um die rein energetische Seite der Frage handelt). Der Leistungsverbrauch in einem Beruhigungswiderstand braucht demnach nicht reell zu sein. Es fragt sich, ob dies auch für Gleichstrom gilt. Nach Kaufmann ist eine Entladung nur dann stabil, wenn die Beziehung besteht:

$$W_i + W_a + \frac{d\,E_l}{d\,i} > 0,$$

wobei W_i den (im Folgenden seiner praktischen Kleinheit wegen zu vernachlässigenden) inneren Widerstand der Stromquelle, W_a den äußeren Vorschaltwiderstand, $\frac{d\,E_l}{d\,i} = \operatorname{tg}\varphi$ die Neigung der an die Stromspannungscharakteristik der Lampe gelegten Tangente gegen die Abszisse bezeichnet.

[1]) Stark, „Die Elektrizität in Gasen". Leipzig 1902. S. 168.
[2]) Ann. d. Phys. **18**, 213 (1905).
[3]) Franck und Hertz, Phys. Zeitschr. **20**, 132 ff. (1919).

Die beim normalen Lichtbogen typischen Hyperbeln der Stromspannungskurve nähern sich nun allgemein asymptotisch einem Minimalwert von E_l. Also bleibt $\frac{dE_l}{di} = \operatorname{tg} \varphi$ stets negativ, W_a muß mithin positiv und $> -\frac{dE_l}{di}$ sein; d. h. es ist ein äußerer Widerstand erforderlich. Der von Küch, Pollak u. a. beobachtete, hochbelastete Quecksilberdampfbogen in geschlossenem Gefäß zeigt jedoch gemäß Fig. 5 eine interessante Charakteristik, die durch ein Minimum hindurchgeht und bei höheren Stromstärken wieder ansteigt. In diesem Gebiet müßte also dE_l/di positiv und die Entladung ohne Vorschaltwiderstand selbständig stabil sein. Die Einzelwerte der Kurve sind als eine Reihe nacheinander langsam eingestellter Gleichgewichtszustände aufzufassen (statische Charakteristik). Auf das Bedenkliche derartiger Arbeitsbedingungen will ich hier nicht eingehen.

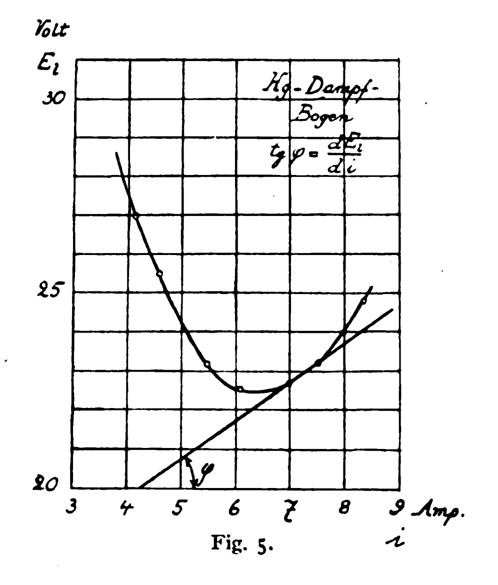


Fig. 5.

Anscheinend ist das am Quecksilberbogen beobachtete Verhalten, oberhalb gewisser Stromdichten ohne Vorschaltwiderstand stabil zu brennen, eine allgemeine Eigenschaft aller Gasentladungsanordnungen, bei welchen die mittlere Stromdichte mit dem Strom proportional wachsen muß, weil ein starrer Begrenzungsquerschnitt für die positive Säule gegeben ist. (Unter „mittlerer" Stromdichte ist der Quotient $\frac{\text{Stromstärke}}{\text{Rohrquerschnitt}}$ zu verstehen; streng genommen ist diese Definition unzulässig, da die wahre Stromdichte an verschiedenen Punkten des Querschnitts in sehr weiten Grenzen schwanken kann). Jungjohann[1]) hat das Vorhandensein des Minimums und des Wiederanstiegs der Elektrodenspannung mit fortgesetzt wachsendem Strom bei Leuchtkapillaren mit H_2-, CO- und N_2-füllung beobachtet. Die von ihm bei N_2 gefundene Abhängigkeit des Minimums vom Druck zeigen die Kurven der Fig. 6. Die Röhren arbeiteten mit sehr hoher mittlerer Stromdichte (Bogenentladung an einer Wehneltkathode bei Gleichstrom). Auch bei Metalldampfbögen ist ein derartiges Verhalten verschiedentlich festgestellt worden. Von der Rolle, welche die vom Bogen erzeugten Schwingungen spielen, und von ihrem Einfluß auf die Stabilitätsverhältnisse wird hier abgesehen.

Bei Glimmstromröhren mit selbständiger Entladung ergibt sich, wenn man in die Spannungsgleichung $E_r = V_a + V_p + V_{d1} + V_g + V_{d2}$ die für die einzelnen Gebiete gültigen Beziehungen zwischen V und i einführt, für dE_r/di ein Ausdruck von der Form:

$$\frac{dE_r}{di} = -l \cdot F(a, b, i) + G(c, d, e, i),$$

worin F und G Funktionen von i und den Konstanten $a, b \ldots e$ sind, l bedeutet die Länge der positiven Säule. Die Funktionen F und G sind ihrem Werte nach stets positiv. Die erstere hängt von den Verhältnissen in der positiven Säule, die letztere von den an der Kathode herrschenden Bedingungen ab. Damit dE_r/di positiv werde, darf entweder die positive Säule nicht zu lang sein, oder es muß der zweite Ausdruck rechts genügend groß gemacht werden (anomaler Kathodenfall). Derartige Arbeitsbedingungen habe ich in meinem D. R. P. Nr. 296696 angegeben. Auf dieser Grundlage lassen sich Glimmentladungslampen ohne energieverzehrenden Vorschaltwiderstand tatsächlich herstellen.

Das über die „äußeren" Energieverluste Gesagte können wir folgendermaßen zusammenfassen: 1. Die Anodenarbeit läßt sich wahrscheinlich auf den Wert der Resonanzspannung für den Dampf des Anodenmetalles, also bei den Alkalimetallen auf sehr geringfügige Beträge (Na 2,12 Volt, K 1,55 Volt) reduzieren. 2. Die Kathodenarbeit hat beim Lichtbogen Werte, die bei leicht verdampfenden Metallen ebenfalls gegen die Resonanzspannung konvergieren. Bei Glühkathoden ist sie etwa von gleicher Größenordnung wie beim Lichtbogen. 3. Die beträchtlichen äußeren Verluste im Beruhigungswiderstand sind auch bei Gleichstrom vermeidbar, wenn es gelingt, die Lampe an solchen Punkten der Charakteristik zum Funktionieren zu bringen, wo dE/di positiv ist. Sie können bedeutend eingeschränkt werden, wenn man an Stellen der Spannungskurve arbeitet, wo dE/di nur noch kleine negative Werte hat, die Kurve also fast parallel der Abszisse verläuft (vgl. Fig. 6). Durch Verwirklichung der Voraussetzungen 1 und

[1]) Zeitschr. f. Photogr., Photophysik u. Photochemie, IX, 84 ff. (1910).

3 können die äußeren Verluste beim Lichtbogen auf 5—10% des gesamten Leistungsverbrauchs herabgedrückt werden; das entspricht ungefähr der Größenordnung der Verluste durch Wärmeleitung bei luftleeren Glühlampen.

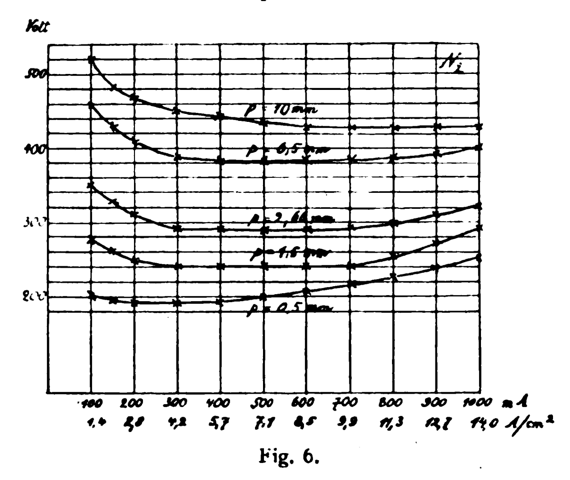


Fig. 6.

Beim Wechselstrombogen der Lampe Nr. 9 unserer in Fig. 3 gegebenen Tabelle sind diese Bedingungen nahezu erfüllt; dies ist einer der Gründe für seinen hohen Wirkungsgrad. Dagegen könnte z. B. die Neon-Vakuumlampe (Nr. 5 der Tabelle) nach den abgeleiteten Grundsätzen noch verbessert werden.

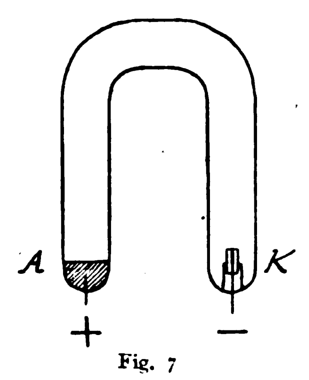


Fig. 7

Wir denken uns die Röhre entsprechend Fig. 7 mit einer Anode *A* aus Kalium versehen, oberhalb welcher durch die Stromwärme eine Schicht von K-dampf unterhalten wird. Die Kathode *K* bilden wir nach Moore (Amerikanisches Patent Nr. 957983) als Glühelektrode aus, deren Erhitzung die aufprallenden positiven Ionen selbst übernehmen. Die mittlere Stromdichte im Neonbogen wählen wir so, daß dE/di nur schwach negativ bzw. Null wird (vgl. die Kurven in Fig. 6; bei Ne sind die Verhältnisse entsprechend). Unter diesen Voraussetzungen würden die äußeren Verluste sich schätzungsweise auf folgende Werte beschränken lassen: Anodenfall 2 Volt, Kathodenfall 5—7 Volt, Widerstand 11—13 Volt; insgesamt etwa 20 Volt. Mithin würden bei einer Betriebsspannung von 220 Volt volle 200 Volt in der positiven Säule, ungefähr mit dem aus der letzten Spalte der Tabelle Fig. 3 ersichtlichen Umsetzungsfaktor, für den Leuchtprozeß nutzbar gemacht werden. Allerdings nimmt auch in Neon der Umsetzungsfaktor in dem Stromdichtegebiet, in dem wir uns bewegen (ca. 2,5—3 A/cm²) schon wieder langsam ab, und zwar wegen des Einflusses der Rohrweite.[1]) Wir dürfen mit etwa 3 HK/W rechnen und erhalten dann $\frac{200 \cdot 3}{220} = 2{,}7$ HK/W (spezifischer Wattverbrauch 0,37 W/HK_h). Da bei der angewandten Stromdichte die grell rote Färbung des Neonlichtes einem mehr goldgelben Ton Platz macht, würde einer solchen Lampe die praktische Verwendbarkeit nicht fehlen. Es kann hier dahingestellt bleiben, ob die konstruktiven Schwierigkeiten der beschriebenen Anordnung — die hauptsächlich an der Kathode liegen — zu bewältigen sind.

Weit größere Bedeutung, als die Verringerung der äußeren Leistungsverluste, hat die Frage nach der Verbesserung der Lichtausbeute in der positiven Säule selber, d. h. nach der Möglichkeit, die „inneren" Energieverluste, die als ultrarote Strahlung und als Wärmebewegung der Gas- oder Dampfmoleküle auftreten, herabzusetzen.

(Schluß folgt.)

[1]) Zeitschr. f. Elektrochemie **24**, Nr. 9/10 (1918).

(Eingegangen am 28. Februar 1920.)

Originalmitteilungen.

Zur Physiologie des Messens.

Mitteilung der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Berlin-Friedenau.

Von H. Schulz.

Der gewaltige Fortschritt in der Herstellung von Präzisionsmeßinstrumenten hat, wie selbst aus einigen Veröffentlichungen in der Fachpresse hervorzugehen scheint, zu dem Gedanken geführt, daß bei passender Ausgestaltung der Meßinstrumente und Meßmethoden eine beliebige Genauigkeit erzielt werden kann. Letzten Endes aber werden, und sei es auch nur an letzter Stelle, die Sinnesorgane, vor allem das Auge, für die Registrierung der Meßresultate benutzt, und es ist infolgedessen der Einfluß rein physiologischer Fehler

zu berücksichtigen; sehr häufig ist eine weitere Erhöhung der objektiv erreichbaren Genauigkeit illusorisch, weil die beschränkte Leistungsfähigkeit des Auges ein Anwachsen des subjektiven Fehlers bedingt.

Es soll deshalb in folgendem der Einfluß des Auges bei einigen Messungen erörtert werden, als ein Beitrag zu der Frage nach der erreichbaren Meßgenauigkeit und als Material zu einer richtigen Wertung des oben erwähnten irrigen Gedankens, der schon von anderer Seite gegeißelt[1]) und ethymologisch als „Genauigkeitsfimmel" verewigt worden ist.

1. Augenmaß und Sehschärfe.

Es ist bekannt, daß die Sehschärfe des Auges eine begrenzte ist und daß, abgesehen von besonderen Fällen, zwei leuchtende Punkte (Sterne) nur dann als getrennt wahrgenommen werden können, wenn der Sehwinkel wenigstens 50 Sekunden beträgt. Die Beobachtung von Punkten als Meßmarken kommt zwar selten in Frage, doch hat der Begriff der Punktsehschärfe eine erhebliche meßtechnische Bedeutung, da er gleichfalls für die Trennbarkeit der einzelnen Linien eines Systems paralleler Geraden gilt, also auch bei der Einstellung des Meßfadens auf eine Teilung für die Grenzen der Wahrnehmbarkeit von Unterschieden dann zugrunde zu legen ist, wenn Meßfäden und Teilstriche parallel sind und eine größere Länge haben; vorausgesetzt dabei ist natürlich, daß die Intensitätsunterschiede zwischen Strichen und Grund hinreichend groß sind und die Striche und die Meßfäden scharf begrenzt sind.

Bei der Verwendung von Zeigerinstrumenten ist es allgemein üblich, Bruchteile des Intervalles zu schätzen. Es entsteht dabei die Frage, mit welcher Genauigkeit eine solche Schätzung möglich ist oder, anders ausgedrückt, welche Intervallgröße gegeben sein muß, damit der Schätzungsfehler eine bestimmte Größe nicht überschreitet.

Wird beispielsweise die Ablesung der Teilung einer chemischen Wage in etwa 250 mm Augenabstand vorgenommen, so ergibt sich aus dem oben genannten Werte von 50 Sekunden der Abstand x der Teilstriche, falls eine Ablesung auf $^1/_{10}$ Strichabstand möglich sein soll, zu:

$$x = 250 \cdot \mathrm{tg}\, 50'' \cdot 10\,\mathrm{mm} = 0{,}6\,\mathrm{mm},$$

wobei sogar noch eine verschwindend geringe Strich- und Zeigerdicke vorausgesetzt ist. Wird die Strichdicke mit $^1/_{10}$ des Strichabstandes angenommen, so wird der Mindestwert des Strichabstandes etwa doppelt so groß. Andererseits wird bei der Ablesung derartiger Teilungen der Augenabstand im allgemeinen geringer sein, so daß, unendlich dünne Striche vorausgesetzt, der Mindeststrich des Teilstrichabstandes kleiner als 0,6 mm werden kann. Unter Berücksichtigung der Beleuchtung, der Strichstärke und des Abstandes des Zeigers von der Skala wird man also den Wert von 0,6 mm unter den üblichen Beobachtungsbedingungen als Grenze anzusehen haben. Es ist bemerkenswert, daß nach praktischen Erfahrungen von Leman[1]) das Minimum der Länge eines schätzungsweise durch 10 zu teilenden Intervalles nicht kleiner als 0,8 mm sein darf. Auch Toussaint[2]) gibt als kleinstes Intervall 0,7 mm und bezeichnet Strichabstände von 0,5 mm direkt als schädlich. Naturgemäß sind diese Überlegungen für die Schätzung jeder beliebigen Längenteilung gültig.

Ist auf diese Weise ein unterer Wert der Intervallgröße von Teilungen gegeben, so scheint es andererseits wichtig festzustellen, welche Höchstgröße einem Intervall gegeben werden darf, wenn noch eine Schätzung von bestimmten Bruchteilen möglich sein soll. Die Grundlagen für diese die Frage der Meßgenauigkeit nicht unmittelbar berührende Aufgabe ist bisher noch nicht vollkommen geklärt; doch wird man die Annahme machen dürfen, daß das Bild der zu teilenden Strecke bei ruhendem Auge nicht über den gelben Fleck hinausgehen darf, daß aber bei bewegtem Auge noch bedeutend größere Intervalle zulässig sind.

Von anderer Seite ist das Problem des Mindestintervalles in der Form behandelt worden, daß der bei der Schätzung von Teilintervallen begangene Fehler festgestellt worden ist. Nach einer Arbeit von Dorst[3]), welcher Strichabstände zwischen 0,43 und 1,89 mm bei einem Augenabstand von 125 mm geteilt und das Schätzungsergebnis mit den Messungswerten verglichen hat, ist der wahrscheinliche Schätzungsfehler k in Teilen des Intervalles s

$$k = a + bs,$$

wobei a und b Konstanten sind, die für den Fall, daß die Striche senkrecht zur Verbindungslinie der Augen verlaufen, die Werte

$$a_\perp = 0{,}0589 \quad \text{und}$$
$$b_\perp = -0{,}0148$$

annehmen, während für die zur Augenverbindungslinie parallele Lage

$$a_{||} = 0{,}0387 \quad \text{und}$$
$$b_{||} = -0{,}00934$$

[1]) Stadthagen, Zeitschr. d. Vereins deutscher Ing., 1908, S. 2070; 1911, S. 1525. — G. Berndt, Der Betrieb, II, 1920, S. 121.

[1]) Leman, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 6, 1886, S. 173.

[2]) Toussaint, Die Werkzeugmaschine, 22, 1918, S. 205.

[3]) Dorst, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 6, 1886, S. 383 bis 387.



sich ergibt. Der relative Fehler nimmt also mit steigender Größe des Intervalles ab. Der Wert des physiologischen Grenzwinkels für Schätzungsfehler würde sich danach, wenn man die Möglichkeit einer Extrapolation zugibt, mit etwa 40 Sekunden ergeben. Da der Wert des Grenzwinkels der Punktsehschärfe von Auge zu Auge sich ändert und auch bei unmittelbarer Bestimmung in Einzelfällen Werte unterhalb 50″ gefunden sind, ist in dem aus den Schätzungsfehlern abgeleiteten Wert von 40 Sekunden kein Widerspruch zu erblicken, zumal eine scheinbare Verkleinerung des Grenzwinkels dadurch hervorgerufen werden kann, daß bei der Abstandschätzung nicht nur die Größe des zu schätzenden Intervalles, sondern auch die Größen der anstoßenden Intervalle zur Beurteilung herangezogen werden.

Ein Beispiel möge die Anwendbarkeit dieser Zahlen zeigen. Bei einer chemischen Wage, deren Empfindlichkeit bei 50 g Belastung 1,5 Skalenteile auf das Milligramm beträgt, ist die Intervallgröße mit 0,89 mm festgestellt. Nach Gleichung (1) ist demnach

$$k = 0{,}0589 - 0{,}148 \cdot 0{,}89 = 0{,}0457 .$$

Da bei der Wägung die Umkehrpunkte des schwingenden Zeigers ermittelt werden, so ist der wahrscheinliche Fehler der Nullpunktbestimmung mit $f_o = 0{,}7 \cdot 0{,}0914 = 0{,}06$ Skalenteilen anzunehmen, zu dem der gleich große Fehler der Wägung selbst kommt, so daß der wahrscheinliche auf physiologische Ursachen zurückzuführende Fehler einer Wägung

$$F = (f_o + f_w) \cdot 0{,}7 = 0{,}085 \text{ Skalenteile}$$

beträgt, also selbst bei fehlerfreiem Arbeiten der Wage nur eine Höchstgenauigkeit von 0,13 mg erreicht werden kann. Bei Verwendung einer Lupe ließe sich die Genauigkeit um einen geringen Betrag steigern. Für $2^1/_2$fache Vergrößerungen berechnet sich der wahrscheinliche physiologische Fehler zu 0,08 mg.

Als Grenze der Genauigkeit bei den üblichen chemischen Wagen ist somit bei Beobachtung nur einer Schwingung 0,1 mg anzusehen, während die häufig angegebenen Hundertstel Milligramme vollständig illusorisch sind. Eine Häufung der Beobachtungen könnte wohl den Wert des physiologischen Fehlers um einen geringen Betrag verkleinern, doch muß beachtet werden, daß der angegebene Wert unter Vernachlässigung der Strichstärke berechnet ist und nur für günstigste Beobachtungsbedingungen als gültig zu erachten ist. Praktische Messungen haben für die üblichen chemischen Wagen einen Gesamtfehler von 0,2 mg ergeben.[1])

[1]) G. Berndt, Physikalisches Praktikum. Jena 1914. S. 37.

In ähnlicher Weise wie bei den Abstandsschätzungen ermittelt Dorst den wahrscheinlichen Einstellfehler bei Mikroskopablesungen, bei denen es sich darum handelt, mit Hilfe eines Einzel- oder Doppelfadens die Mitte eines bestimmten Intervalles zu treffen. Er findet für die Abhängigkeit des relativen Fehlers von der Intervallgröße die gleiche Funktion, wie für den Schätzungsfehler, und gibt die Konstantenwerte

$$\begin{aligned} a_\perp &= +0{,}0425 , \\ b_\perp &= -0{,}0132 , \\ a_{\,|} &= +0{,}0175 , \\ b_{\,|} &= -0{,}0048 . \end{aligned}$$

Die genauere Einstellung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß neben der besser durchführbaren Mikroskopablesung die Länge des Einstellfadens gegenüber den bei den ersten Messungen verwendeten Teilpunkten die Beobachtung erleichtert. Bedauerlicherweise sind die Messungen nur innerhalb eines kleinen Bereiches ausgeführt worden, so daß für die Größen des größten und kleinsten brauchbaren Teilungsintervalles nichts gefolgert werden kann.

Eine weitergehende Untersuchung ist von Reinhertz[1]) ausgeführt worden, der den variablen Fehler und sein Verhältnis zur Größe des Intervalles bestimmt. Besondere Rücksicht ist auf den Einfluß der Abbildungsfehler von Fernrohren und ihre Leistungsfähigkeit bei verschiedener Konstruktion genommen. Das Problem des physiologischen Fehlers bei Fernrohrbeobachtungen ist überhaupt von seiten der Geodäten und der Astronomen häufig behandelt worden. Die interessanten und für jede Messung wichtigen Ergebnisse sind aber bisher in Kreisen der Physiker und Techniker wenig bekannt geworden.

Nach Reinhertz ist der relative Fehler für Intervalle bis zu 20 mm Größe in der einfachen Form

$$K = \frac{a}{\sqrt{s}}$$

darstellbar, in der a konstant ist. Deutlich erkennbar ist jedoch ein Einfluß der Fadenstärke, und zwar wächst der Schätzungsfehler bei Intervallen von 0,3 bis 0,4 mm mit der Fadenstärke. Bei Intervallen von 0,5 bis 0,8 mm ist für mittlere Fadenstärken von 0,15 mm der Fehler etwas größer als bei großen und kleinen Fadenstärken; bei noch größeren Intervallen ist keine erkennbare Abhängigkeit des Fehlers von der Fadenstärke festzustellen.

Die Größe des Faktors a ist, wenn s in mm gerechnet wird, etwa 0,012. Auch Noetzli[2]) hat

[1]) Reinhertz, Nov. Acta Kais. Leop. Car. Akad. **57**, Nr. 2, 1893/94.

[2]) Noetzli, Das Zielen mit Fernröhren. Zürich 1915.

die von Reinhertz benutzte Funktion seinen Untersuchungen über die günstigste Ausführungsart geodätischer Messungen zugrunde gelegt. Daß die Werte des Fehlers bei Reinhertz bedeutend kleiner ausfallen als bei Dorst, liegt daran, daß bei ersterem bereits eine Trennung des Fehlers in einen konstanten und einen variablen vorgenommen ist, von denen der erste systematische durch gewisse physiologische Eigenheiten des Auges hervorgerufen ist, während der variable als zufälliger Fehler den Fehlergesetzen genügt.

Eine ausführlichere Arbeit von Labitzke[1]) gibt weiteren Aufschluß über den Fehler bei Mitteneinstellungen, wobei auch Versuchsergebnisse verschiedenster Beobachter kritisch beleuchtet werden. Die Forderung, die Mitte mit Hilfe eines einfachen oder Doppelfadens einzustellen, kann sich außer bei der unmittelbaren Auswertung von Teilungen ergeben: bei astronomischen Beobachtungen, bei Einstellungen auf Spektrallinien und bei Interferenzmessungen. Sowohl bei astronomischen Arbeiten, wie auch auf geodätischem und physiologischem Gebiet ist festgestellt worden, daß bei Mitteneinstellungen ein systematischer von der Größe des Intervalles abhängiger Fehler eintritt, der bei geeigneter Versuchsanordnung (Drehung des einzustellenden Intervalles um 180^0 seiner Ebene) ausgeschaltet werden kann. Für die Darstellung dieses Fehlers eignet sich nach Labitzke die gleiche Form, die sich auch für den variablen Fehler ergibt, und zwar kann gesetzt werden:

$$m = \frac{a}{s} + b + cs.$$

Hierbei ist m der relative konstante Fehler. Entsprechend gilt für den relativen variablen Fehler

$$K = \frac{a'}{s} + b' + c's.$$

Die Konstanten a, b, c ebensowohl wie a', b', c' hängen von den Beobachtungsbedingungen ab, und zwar werden sie beeinflußt durch die Richtung der Striche in bezug auf die Verbindungslinie der Augen, die Art der Beleuchtung, Farbe des Objektes und Fadenanordnung (Einzel- oder Doppelfaden). Meist konnte a und c' als verschwindend klein betrachtet werden. Für Einzelfäden kann dann im Mittel aus Labitzkes Angaben entnommen werden:

$$b = 0{,}00804\,,$$
$$c = 0{,}00265\,,$$
$$a' = 0{,}0301\,,$$
$$b' = 0{,}0037\,.$$

Berücksichtigt man, daß der Augenabstand bei Labitzke 34 cm beträgt, so wird ein Vergleich mit den Dorstschen Angaben möglich, wenn man in der Dorstschen Formel den Faktor b mit $\frac{125}{340}$ multipliziert. Man erhält demnach den Gesamtfehler im Mittel

nach Dorst

$$f = \frac{0{,}0425 + 0{,}0175}{2} - \frac{0{,}0132 + 0{,}0048}{2} \cdot \frac{125}{340} \cdot s$$
$$= 0{,}0300 - 0{,}0033\, s\,,$$

nach Labitzke

$$f = K + m = 0{,}000265\, s + 0{,}0117 + \frac{0{,}0300}{s}.$$

Für die Größe des absoluten Fehlers folgt dann in mm

	bei s = 1 mm	2 mm	3 mm	4 mm
nach Dorst	0,027	0,047	0,060	0,067
nach Labitzke	0,042	0,054	0,067	0,080
Mittel	0,035	0,050	0,064	0,074

Wenn auch die Übereinstimmung nicht besonders gut zu nennen ist, was bei der Verschiedenheit der Intervallgrößen, die bei Dorst 0,43 bis 1,89 mm, bei Labitzke 2 bis 50 mm betrugen, nicht anders zu erwarten war, so folgt doch allgemein, daß die höchste erreichbare Genauigkeit bei Mittenabschätzungen durch die Größe 0,05 mm bei 340 mm Abstand des Auges, also einem Sehwinkel von 30″ gegeben ist. Während aber der absolute Fehler wächst, fällt der relative.

Auf die physiologischen Ursachen des bei Mitteneinstellungen beobachteten konstanten Fehlers s, der im allgemeinen für rechtes und linkes Auge verschiedenes Vorzeichen hat, ist von Kritzinger[1]) hingewiesen worden. Er leitet ab, daß bei Halbierung einer Strecke infolge größerer Dicke des Retinawalles auf der nasalen Seite des Auges die nasale Seite der einzuteilenden Strecke wenigstens für normal gebaute Augen überschätzt werden muß. Die scheinbare Mitte ist deshalb von der wahren Mitte bei Beobachtungen mit dem rechten Auge nach rechts, mit dem linken Auge nach links verschoben. Die Annahmen Kritzingers geben eine gute zahlenmäßige Übereinstimmung mit den Beobachtungswerten Hartmanns und geben eine Begründung für die Tatsache, daß der relative vom Bau des einzelnen Auges abhängige Fehler der Mitteneinschätzung von einer bestimmten Intervallgröße an sich nicht mehr ändert. Hingewiesen mag noch werden auf die unbewußte Vorliebe für eine bestimmte Dezimale bei Teilintervallschätzungen, die nach Grossmann sehr starken individuellen Schwankungen unterliegt,

[1]) Labitzke, Inaug.-Diss. Göttingen 1914.

[1]) Kritzinger, Sirius **48**, 1915, S. 3 u. 35.

ebenso auf die Tatsache, daß durch Verschiedenheiten zu beiden Seiten des zu teilenden Intervalles eine Beeinflussung der Mitteneinstellung stattfindet.

2. Ablesung von Nonien.

Der für die Sehschärfe aus Beobachtungen zweier leuchtender Punkte (Doppelsterne) oder aus der Betrachtung von Gittern abgeleitete Wert von 50 Bogensekunden gilt für Noniuseinstellungen nicht, weil für die „Noniensehschärfe" außer dem Abstand der Nonien- und Skalenstriche auch die Länge der Striche in Betracht kommt, außer der Größe der lichtempfindlichen Netzhautelemente noch ihre flächenhafte Verteilung.

Legt man für die Netzhautelemente eine sechseckige Form zugrunde, wie es in Fig. 1 angedeutet ist, so folgt ohne weiteres, daß zur Trennung zweier leuchtender Punkte ein Abstand e der Bilder von

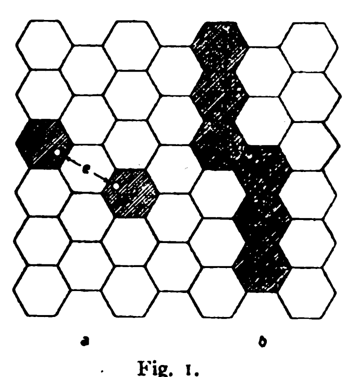


Fig. 1.

mindestens einem Netzhautelementdurchmesser vorhanden sein muß (Fig. 1a) und daß bei sehr geringer Länge der Teilstriche die Erkennbarkeit gegenseitiger Verschiebung wesentlich durch den Abstand der Netzhautelemente bedingt ist, daß also die Noniensehschärfe in die Punktsehschärfe übergehen muß (Fig. 1b). Für größere Strichlängen wird das Auflösungsvermögen bedeutend erhöht. Wülfing gibt nach seinen mit verschiebbaren Spalten und Nonien ausgeführten Versuchen den physiologischen Grenzwinkel der Noniensehschärfe mit etwa 12 Bogensekunden an, und die bei zahlreichen Messungen mit Koinzidenz- und Kehrbildentfernungsmessern gemachten Erfahrungen bestätigen dies. Bei der Einstellung der Entfernungsmesser werden bekanntlich die Teilbilder ähnlich wie bei Nonienablesungen so eingestellt, daß ihre seitlichen Begrenzungslinien nicht mehr gegeneinander verschoben sind. Erschwert wird die Messung in diesem Falle dadurch, daß die Begrenzungen des Zieles nicht so scharf sind wie Noniusstriche, und daß Farbe, Form, Beleuchtung und Bewegung des Zieles auf die Meßgenauigkeit einwirken. Trotzdem hat in voller Übereinstimmung mit den Wülfingschen Messungen die Erfahrung ergeben, daß der Einstellfehler mit etwa 10 Sekunden angenommen werden kann.

Größere Beobachtungsreihen an Objekten verschiedener Form, wie sie in Fig. 2 angedeutet sind, haben gezeigt, daß mit wachsender Höhe

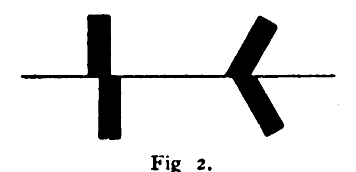


Fig 2.

der Teilbilder, die als Noniusstriche gedacht werden können, der absolute Fehler abnimmt; doch ist nicht, wie nach dem Fechnerschen Gesetz vielleicht zu erwarten wäre, der relative Fehler konstant.[1]) Das zur Auswertung der Beobachtungen benutzte Verfahren erlaubt nicht, den Fehler in Abhängigkeit von der Höhe in geschlossener Form darzustellen. Die Beziehung zwischen der Genauigkeitsziffer h, die sich aus dem Fehlergesetz

$$W = \frac{2h}{\sqrt{\pi}} \int_0^f e^{-h^2 x^2} dx$$

ergibt, und der Höhe H hat die Form

$$h = H e^{-\alpha_0} f^{\alpha_1} e^{-\frac{H}{\beta_0 + \beta_1 f}}.$$

Die Konstanten α_0, α_1, β_0, β_1 hängen noch von der Strichbreite ab, können jedoch, da die Änderung mit der Strichbreite ziemlich klein ist, durch die Mittelwerte dargestellt werden. Es ergibt sich, daß f unter günstigsten Bedingungen einen Winkelwert von 8 Sekunden annehmen kann. Dieser Wert wird nun für Strichlängen (Höhen) erreicht, die unter etwa 250 Sekunden Sehwinkel erscheinen. Auf den Fall des Nonius übertragen, würde dies eine günstigste Strichlänge von

$$4{,}85 \cdot 10^{-6} \cdot 250 \cdot 250\,\text{mm} = 0{,}3\,\text{mm}$$

ergeben, wenn die Sehweite mit 250 mm angenommen wird. Da die Strichlänge meist größer ist, so muß auch, wie die Untersuchungen zeigen, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Noniusversuche Wülfings der Fehler etwas größer angenommen werden, und zwar kann man praktisch mit etwa 15 Sekunden rechnen. Dann folgt, daß unter Benutzung eines Nonius mit bloßem Auge eine Genauigkeit der Skalenablesung von

$$4{,}85 \cdot 10^{-6} \cdot 250 \cdot 15\,\text{mm} = 0{,}018\,\text{mm}$$

erreicht werden kann. Im allgemeinen wird jedoch, da auch die Strichdicke noch berücksichtigt werden muß, dieser günstigste Fall nicht eintreten,

[1]) Schulz, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, **39**, 1919, S. 91—96, 124—132, 242—252.

und man wird als praktisch nutzbaren Wert 0,05 mm annehmen müssen, was auch aus den Angaben Toussaints[1]) zu schließen ist, der den für Teilkreise mit Nonienablesung erforderlichen Durchmesser in Abhängigkeit von der Ablesungsgenauigkeit in folgender Weise angibt:

Ablesungs-genauigkeit	Durchmesser des Teilkreises
4′	86 mm
2′	172 mm
1′	344 mm
40″	516 mm
20″	1032 mm
10″	2064 mm

Die Versuche haben überdies gezeigt, daß die Meßgenauigkeit beim praktischen Gebrauch von Entfernungsmessern fast ausschließlich bedingt ist durch die physiologischen Grenzleistungen des Auges. Nur bei Ausschaltung aller störenden Momente bei den Versuchen wird eine der Ablesungsgenauigkeit von Nonien vergleichbare Größe des subjektiven Meßfehlers bei Koinzidenzentfernungsmessern wirklich erreicht. Helligkeit, Farbe und Bewegung des Zieles bewirken neben der durch die Entfernung bedingten Größenabnahme und der Zerstreuung des Lichtes durch die zwischengelagerte Luftschicht, wie schon oben angegeben, eine merkliche Abnahme der Meßgenauigkeit; auch rein psychische Einflüsse lassen oft die Leistungen dieser technisch aufs feinste durchgebildeten Apparate recht ungünstig erscheinen. Entsprechendes gilt von den Raumbildentfernungsmessern, bei denen erschwerend hinzukommt, daß sie eine nur bei wenigen Menschen vorhandene Gleichmäßigkeit der Leistungen beider Augen voraussetzen.

Nach kürzlich veröffentlichten Versuchen von v. Hofe[2]) ist bei Laboratoriumsversuchen, die mit mikrometrisch gegeneinander verschiebbaren Markenpaaren von verschiedenen Formen ausgeführt sind, ein noch viel kleinerer Wert des physiologischen Grenzwinkels der Noniensehschärfe festgestellt worden, der individuell verschieden ist und bei geübten Beobachtern bis zu etwa 2 Sekunden abnimmt.

Neuerdings sind Sehschärfeprüfungen, denen die oben geschilderten Methoden der Mitteneinstellung und der Nonienablesung zugrunde gelegt sind, für die psychotechnische Berufsprüfung verwertet worden.[3])

(Schluß folgt.)

[1]) Toussaint a. a. O.

[2]) v. Hofe, Zeitschr. f. technische Physik, 1920, Nr. 4, S. 85.

[3]) Moede, Praktische Psychologie, **1**, 1919, S. 6.

Die Verflüssigung des Glases.

(Mittlg. a. d. Physik. Labor. d. Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. Berlin-Friedenau.)

Von F. Weidert und G. Berndt.

Das Glas gehört bekanntlich zu denjenigen Körpern, welche keinen auch nur einigermaßen scharf zu bestimmenden Schmelzpunkt besitzen. Der Übergang aus dem festen in den flüssigen Zustand vollzieht sich bei ihm vielmehr ganz allmählich und erstreckt sich, je nach seiner Zusammensetzung, über einen mehr oder minder großen Temperaturbereich, der bei manchen Glasarten bis zu mehreren Hundert Graden betragen kann. Außerdem ist die Größe dieses Intervalls noch abhängig von der Definition seiner beiden Grenztemperaturen.

Für die untere dieser beiden Grenztemperaturen, d. h. für diejenige Temperatur, bei der das Glas eben nicht mehr als fester Körper angesprochen werden kann, existieren verschiedene Definitionen bzw. dementsprechende Bestimmungsmethoden[1]), welche wir vor kurzem an anderer Stelle[2]) ausführlicher besprochen haben. Wir selber führten in dieser Abhandlung hierfür die sogenannte „Deformationstemperatur" ein, worunter wir diejenige Temperatur verstehen, bei welcher ein Glasstück unter gewissen Voraussetzungen gerade eben die ersten dauernden Eindrücke aufzunehmen vermag.

Für die obere Grenztemperatur, d. h. diejenige Temperatur, bei der das Glas bereits als Flüssigkeit im landläufigen Sinne angesprochen werden kann, liegen brauchbare Definitionen überhaupt noch nicht vor.

Von rein praktischen Gesichtspunkten ausgehend haben wir zur Definition dieser oberen Grenztemperatur diejenige Temperatur gewählt, bei welcher ein Glasstück seine Formbeständigkeit soweit verloren hat, daß es in verhältnismäßig kurzer Zeit mit glatter Oberfläche auseinanderfließt, d. h. daß die Wirkung der inneren Kräfte des Glases den Einwirkungen der Schwerkraft und der Oberflächenspannung gegenüber sehr gering geworden ist. Diese so definierte Temperatur sei in Zukunft als „Fließtemperatur" bezeichnet.

Da auch diese Definition an sich keine scharfe ist, müssen die Versuchsbedingungen zu ihrer Ermittelung genau festgelegt werden. Wie bei allen derartigen Bestimmungen muß auch der Wert der Fließtemperatur abhängig sein von der gewählten Erhitzungsdauer und der Stückgröße. Als normale

[1]) Eine Zusammenstellung älterer Methoden findet man bei E. Zschimmer, Zentr.-Ztg f. Optik u. Mechanik, **38**, 109, 120, 131, 145, 167, 1917.

[2]) F. Weidert und G. Berndt, Zeitschr. f. techn. Physik **1**, 51, 1920.

Erhitzungsdauer wählten wir schließlich die Zeit von einer halben Stunde und als Versuchskörper erwiesen sich wieder Würfel von 25 mm Seitenlänge als die zweckmäßigsten. Diese wurden zur Hälfte so in Kieselgur eingebettet, daß eine Würfeldiagonale vertikal stand, so daß die freie Hälfte des Würfels in Gestalt einer stumpfen vierseitigen Pyramide über die Kieselgurfläche herausragte. Sie wurden möglichst schnell in einem elektrischen Ofen (mit Chromnickeldrahtwicklung; für höhere Temperaturen mit Widerständen aus Silitstäben) auf eine konstante Temperatur erhitzt, und auf dieser eine bestimmte Zeit gehalten, worauf sie im Ofen in etwa 12 Stunden abkühlten. Die Temperaturen wurden dabei mit Thermoelementen gemessen, deren Lötstelle sich in der Nähe der Pyramidenspitze befand, und die von Zeit zu Zeit mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Normalthermoelement verglichen wurden. Von der Anbringung der Korrektion wegen der von 20^0 abweichenden Temperatur der kalten Lötstelle wurde abgesehen, da diese bei den vorkommenden Schwankungen von 18 bis 26^0 nur -1 bis $+3^0$ betragen hätte. Diese Versuche wurden bei einer Reihe von Temperaturen ausgeführt, die im allgemeinen um je 20^0 stiegen. Der Würfel ändert bei niedriger Temperatur zunächst seine Gestalt nur wenig, mit wachsender Temperatur deformiert sich aber die Pyramide immer mehr und fließt breit auseinander, bis schließlich die ursprünglichen Kanten und die Spitze nur noch beim Herüberfahren mit dem Fingernagel erkannt werden können. Bei einer um 20^0 höheren Temperatur ist auch diese geringe Unebenheit nicht mehr erkennbar und die Oberfläche des zerflossenen Glasstückes vollkommen glatt. Aus diesen beiden letzteren Temperaturen konnte also die Fließtemperatur mit einer Genauigkeit von $\pm 10^0$ ermittelt werden.

Wie erwähnt, mußten die so gewonnenen Temperaturwerte eine Funktion der Erhitzungsdauer sein, und es ist klar, daß die zum Glattfließen erforderliche Temperatur bei längerer Erhitzungsdauer tiefer liegen muß, da dann Oberflächenspannung und Schwerkraft, auch bei größerer Zähigkeit, genügend Zeit haben zu wirken und damit die Unebenheiten der ursprünglichen Kanten und Ecken zum Verschwinden zu bringen. Die Zeit, während welcher die Temperatur konstant gehalten wurde, wurde bei den verschiedenen, zur Feststellung der allgemeinen Verhältnisse ausgeführten Versuchsreihen zu $^1/_2$, 2 und 6 Stunden gewählt. Späterhin wählten wir als normal eine Erhitzungsdauer von $^1/_2$ Stunde.

Von der Stückgröße dagegen hat sich die Fließtemperatur, wie bei einigen Gläsern an Würfeln von 25 und 50 mm Kante ermittelt wurde, als nicht wesentlich abhängig gezeigt. Der Bequemlichkeit wegen verwenden wir deshalb jetzt nur noch Würfel von 25 mm Seitenlänge.

Nach der beschriebenen Methode wurden für sämtliche Glastypen der Sendlinger Optischen Glaswerke G. m. b. H. zu Zehlendorf bei Berlin sowie für viele Versuchsgläser die Fließtemperaturen bestimmt. Für einige charakteristische Glasarten sind die erhaltenen Werte in der nachstehenden Tabelle zusammengestellt. Als Bezeichnung des Glastypus ist wieder die bei den Sendlinger Optischen Glaswerken gebräuchliche[1]) gewählt, nach welcher die erste der beiden durch einen Strich getrennten Zahlen die ersten drei Dezimalen des Brechungsexponenten für die *D*-Linie und die zweite den zehnfachen ν-Wert bedeuten. Des Vergleiches halber sind die diesen Glasarten entsprechenden Typusbezeichnungen des Schottschen Glaskataloges daneben gesetzt.

Tabelle.

Glastypus (Bezeichnung der Sendlinger Optischen Glaswerke)	Analoger Schott-Typus	Fließtemperatur in °C für		
		$^1/_2$ Std.	2 Std.	6 Std.
Kron 510/634 . .	*O* 144	850	815	775
Kron 516/640 . .	*O* 3832	810	795	780
Flint 549/461 . .	*O* 378	740	725	685
Barion 573/575 .	*O* 211	910	885	860
Barint 580/538 .	*O* 722	845	805	785
Barion 590/612 .	*O* 2122	845	830	795
Barion 609/589 .	*O* 2071	870	835	820
Flint 613/369 . .	*O* 118	730	695	680
Barion 614/564 .	*O* 2994	840	815	800
Barint 626/393 .	*O* 748	780	730	685
Flint 649/338 . .	*O* 102	660	645	630

Vollkommen charakterisiert ist der Schmelzvorgang eines Glases natürlich erst durch die Kurve seiner Zähigkeit für das gesamte Temperaturgebiet, über welches sich die Erweichung bzw. Verflüssigung erstreckt, also von der Temperatur aufwärts, bei welcher das Glas aufhört, ein starrer Körper zu sein (d. h. von der Entspannungs- oder Deformationstemperatur an) bis **mindestens** zu seiner Fließtemperatur. Die Bestimmung der Zähigkeit eines Glases ist jedoch, wenn es sich nicht bloß um angenäherte vergleichende Werte handelt, infolge der hohen Beobachtungstemperaturen an sich schon eine experimentell schwierige Aufgabe; im vorliegenden Falle kommt jedoch noch die besondere Schwierigkeit hinzu, daß Zähigkeiten der extremsten Größenordnungen gemessen werden müssen, nämlich vom Zustand des nahezu festen Körpers an bis zum Zustand vollkommener Dünnflüssigkeit. Infolgedessen müssen für die einzelnen Temperaturgebiete ganz verschiedene Meßmethoden

[1]) W. Zschokke, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **38**, 49, 1918.

zur Anwendung gelangen, und es ist nach dem heutigen Stand der Meßtechnik geradezu unmöglich, die so gemessenen Zähigkeiten zur Konstruktion einer einheitlichen Kurve einwandfrei in gemeinsamem Maß aufeinander zu beziehen.

Man wird sich deshalb zweckmäßiger Weise damit begnügen, die Schmelzbarkeit eines Glases durch Angabe der beiden Temperaturgrenzen, innerhalb deren die Verflüssigung vor sich geht, zu charakterisieren. Und gerade infolge ihrer verhältnismäßig leichten Bestimmbarkeit empfehlen wir für diesen Zweck die Deformations- und die Fließtemperatur.

(Eingegangen am 7. April 1920.)

Was beweisen die Beobachtungen über die Richtigkeit der Relativitätstheorie?

Von E. Gehrcke.

Der Mathematiker Poincaré hat einmal geäußert[1]), daß jede beliebige Erfahrungstatsache der Physik durch die Euklidische Geometrie interpretiert werden könne. Andererseits behaupten neuerdings die Anhänger der Relativitätstheorie in der Fachliteratur und in der Tagespresse, daß gewisse Beobachtungen „die Relativitätstheorie bewiesen" hätten, obwohl die neuere Relativitätstheorie keinen euklidischen, sondern einen nichteuklidischen Raum voraussetzt. Hier liegt also offenkundig eine erhebliche Meinungsverschiedenheit vor. Es soll an dieser Stelle nicht entschieden werden, ob die Behauptung Poincarés grundsätzlich zutreffend ist, es sei nur die Frage erörtert, ob es notwendig ist, von der Euklidischen Geometrie bei der Interpretation physikalischer Erscheinungen abzugehen, und ob man von einem Beweis für die Richtigkeit der Relativitätstheorie reden kann.

Was die jetzt vielerörterte Deutung der gelegentlich der Sonnenfinsternis in Brasilien im Frühjahr 1919 aufgenommenen Photographien anlangt, welche eine geringfügige Ablenkung — es handelt sich um etwa 1 Sekunde — von Fixsternorten nahe der Sonne ergeben, so würde man diese Beobachtungen, ihre Richtigkeit vorausgesetzt, vom Standpunkt der Euklidischen Geometrie aus so deuten können, daß die dicht an der Sonne vorbeigehenden Lichtstrahlen der Fixsterne daselbst gebrochen werden. Falls keine gewöhnliche Brechung in der die Sonne umgebenden Gashülle, sondern ein reiner Vakuumeffekt vorliegen sollte, würde man annehmen können, daß durch das Gravitationsfeld der Sonne der Äther, sei es wegen seiner erhöhten Dichte, sei es wegen seiner verminderten Elastizität, eine ein wenig verringerte Lichtgeschwindigkeit besitzt, und daß diese die Ursache für die Brechung ist. Die Beziehung zwischen dem Abstand von der Sonne und der Größe dieser Brechung würde für die Beziehungen zwischen Gravitation und Äther kennzeichnend sein. Die alte Newtonsche Theorie der Schallgeschwindigkeit gibt mithin einen Hinweis dafür ab, wie die Beobachtungen gedeutet werden können, und es besteht jedenfalls keine Notwendigkeit, zu den Skalen der Raum- und Zeitmessungen Einsteins seine Zuflucht zu nehmen.

Die sogenannte Rotverschiebung der Spektrallinien auf der Sonne um den sehr geringen Betrag von 0,01 Ångströmeinheiten, welche von verschiedenen Astrophysikern als experimentell nicht vorhanden erklärt worden ist, würde, selbst wenn sich eines Tages herausstellen sollte, daß sie doch vorhanden ist, beispielsweise durch eine Änderung der Eigenschaften des im Gravitationsfelde befindlichen Äthers, mithin ohne die Grundlage der Relativitätstheorie, erklärbar sein. Auch in diesem Falle bleibt also die Euklidische Geometrie bestehen.

Die Bewegungsanomalie endlich des Planeten Merkur von 41″ im Jahrhundert ist durchaus nicht erst durch die Relativitätstheorie erklärt, vielmehr ist sie schon vor Jahrzehnten von verschiedenen Gesichtspunkten aus beleuchtet worden. Die den Beitrag der Merkurstörung theoretisch wiedergebende Formel der Relativitätstheorie stellte schon 20 Jahre früher Paul Gerber auf, indem er von der Annahme ausging, daß die Gravitation der Sonne sich mit endlicher Geschwindigkeit (Lichtgeschwindigkeit) im Äther ausbreitet.

Es wäre voreilig, auf Grund der winzigen, vielfach dicht an der Grenze des Beobachtbaren liegenden Erscheinungen das Vorhandensein des Äthers für bewiesen zu halten, aber es ist ebenso voreilig, den gleichen Schluß hinsichtlich der Relativitätstheorie zu ziehen.

(Eingegangen am 1. April 1920.)

[1]) H. Poincaré. Wissenschaft und Hypothese, Verlag von Teubner, Leipzig 1914, S. 74 ff.

Nachtrag.

Zitate zu dem Aufsatz: L. Gümbel, Neues Verfahren zur Messung der absoluten Zähigkeit. (Nr. 3 der „Zeitschrift für technische Physik", Seite 72):

1) bis 3) Holde, Untersuchung der Kohlenwasserstofföle und Fette, 5. Aufl., 1918, S. 13 ff.

4) Lawaczek, Über Zähigkeit und Zähigkeitsmessung, Zeitschr. des Vereins Deutscher Ingenieure **63**, 1919, 677.

5) Wie 1), S. 23 ff.

6) Wie 1), S. 21, und Zeitschr. „Petroleum" **8**, 1912 bis 13, 153.

7) von Mises, Elemente der technischen Hydromechanik, I Teil, 1914.

8) Wie 1), S. 21.



Personalnachrichten.

Berlin. Am 25. April verstarb Baurat Carl Dihlmann, Mitglied des Vorstandes der Siemens-Schuckert-Werke, im Alter von 63 Jahren.

Berlin. Am 19. April verstarb Prof. Dr. Dr.-Ing. h. c. A. Raps, Vorstandsmitglied der Siemens & Halske A.-G., im Alter von 55 Jahren.

Berlin. Von der preußischen Akademie der Wissenschaften wurden zu wissenschaftlichen Zwecken bewilligt: Geh. Bergrat Dr. Th. Liebisch, Direktor des mineralogisch-petrographischen Instituts, und Geh. Reg.-Rat Dr. Rubens, Direktor des physikalischen Instituts, zur Fortsetzung ihrer Untersuchungen über die Eigenschaften der Kristalle im langwelligen Spektrum 2000 M.

Birmingham. Gisbert Kapp, beratender Ingenieur und Professor für Elektrotechnik an der Universität Birmingham tritt von seinem Lehramt zurück, weil er die in England vorgeschriebene Altersgrenze (65 Jahre) für Hochschullehrer erreicht hat.

München. Zum ordentlichen Professor der Ingenieurwissenschaften an der Technischen Hochschule in München ist vom 1. Mai d. J. ab der Direktor der Firma Dyckerhoff und Widmann in Dresden, Dipl.-Ing. Heinrich Spangenberg berufen worden.

Stuttgart. Der Privatdozent für angewandte und reine Mathematik an der Universität Halle, Dr. rer. nat. Richard Grammel ist zum ordentlichen Professor für technische Mechanik und Wärmelehre an der Technischen Hochschule in Stuttgart berufen worden.

Stuttgart. Zum ordentlichen Professor für Physik an der Technischen Hochschule in Stuttgart wurde Prof. Dr. Regener von der Landwirtschaftlichen Hochschule in Berlin berufen.

Wolfenbüttel. Am 8. April starb im Alter von 66 Jahren Geh. Hofrat Prof. Dr. phil., Dr.-Ing. h. c. Julius Elster. 1915 ernannte ihn die Technische Hochschule zu Braunschweig zum Doktor-Ingenieur ehrenhalber in Anerkennung seiner einzigartigen Stellung als Forscher auf den Gebieten der atmosphärischen Elektrizität, der Radioaktivität und der lichtelektrischen Erscheinungen, durch deren Förderung er zugleich neue Grundlagen für die Meteorologie schuf und die Klärung wichtiger Fragen des Luftschiffahrtswesens ermöglichte.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir machen nochmals darauf aufmerksam, daß eine Reihe von Mitgliedern ihre Beiträge noch nicht gezahlt haben. Wir bitten nunmehr die rückständigen Beiträge schnellstens auf das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postsscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II einzuzahlen.

Die bis 1. Juli 1920 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Der Beitrag beträgt für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder Mk. 30,—, für die auswärtigen Mitglieder Mk. 20,—, für Firmen, Korporationen, Institute Mk. 100,—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50,— pro Jahr beziehen.

Die Mitglieder werden gebeten, Adressenänderungen dem 1. Vorsitzenden Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstraße 3, sofort mitzuteilen.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:

Herr Dr. Becker, Charlottenburg, Kuno Fischerstraße 17.
Herr Elektrotechniker A. Riechers, Coburg, Theaterstraße 3.
Herr Dr. F. Lüschen, bei der Firma Siemens & Halske, Berlin.

Seitens des Herrn Kurt Gehlhoff, Berlin:

Herr Dr. Jaekel, Assistent im Physik. Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule.

Seitens des Herrn Betriebsdirektor Richter, Kiel:

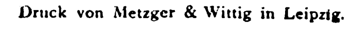
Herr Dr. phil. B. Bruhn, Kiel, Hardenbergstraße 2.
Herr Dipl.-Ing. R. Moeller, Obering. der A. E. G., Kiel, Düsternbrookerweg 31 I.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Ober-Ingenieur Otto von Bronk, Berlin-Treptow, Defreggerstraße.
Herr Dr.-Ing. Hermann Gewecke, Oberingenieur der Ges. f. drahtl. Tel., Nowawes, Heimdallstr. 9.
Herr Dr. Otto Hess, Cassel, Kaiserplatz 31.
Herr Dr.-Ing. C. Th. Wilhelm Hoff, stellv. Direktor der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, Berlin-Cöpenick, Gutenbergstraße 2.
Herr stud. ing. Georg Jendrassik, Berlin, Oldenburger Straße 47.
Herr Dipl.-Ing. F. J. Knoops, Freiberg i. Sa., Silbermannstraße 1.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Walter König, Gießen, Hofmannstr. 11.
Herr Heinrich Koppe, Leiter der Instrumentenabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt.
Herr Dr. Richard Jacoby, Berlin W. 15, Bayrische Str. 6.
Herr Prof. Dr.-Ing. A. Nägel, Dresden, Eisenstuckstraße 17.
Herr Dr. E. Oettinger, Wissenschaftl. Sekretär in der A. E. G., Berlin W. 15, Lietzenburgerstraße 7.
Herr Julius Ott, Frankfurt a. M., Robert Mayerstraße 4.
Herr Geheimer Regierungsrat Prof. Dr. G. Roessler, Danzig-Langfuhr, Steffensweg 2.
Herr Dr. Wilhelm Rohn, i. Fa. W. C. Heraeus, Hanau a. M., Grimmstr. 17 II.
Herr Obering. Moritz Schenkel, Siemens-Schuckert-Werke Charlottenburg, Soorstr. 39.
Herr Dr. Karl Schmidt, Karlsruhe, Kaiserstr. 12.
Herr Dr. Wilhelm Schmidt, Siemens-Schuckert-Werke, Nürnberger Werk, Nürnberg, Gostenhofer Hauptstraße 73.
Herr Dr. Guido Szivessy, Privatdozent an der Universität Münster (Westf.).
Herr Dipl.-Ing. Hermann Topf, Charlottenburg, Schulstraße 14 II.
Herr Prof. Dr. Zenneck, Phys. Institut der Techn. Hochschule München, Gedonstr. 6.

Der 1. Vorsitzende:
Dr. G. Gehlhoff.



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 Erster Jahrgang Nr. 7

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Über die Anwendung des Aräometers im Laboratorium.[1])

Von Walter Block.

Als Dichte oder spezifisches Gewicht bezeichnet man entweder das Verhältnis der Masse eines Körpers zu seinem Raumgehalt, oder seiner Masse zur Masse des gleichen Raumes Wasser größter Dichte. Bei Dichteangaben bis zu einigen Hunderttausendstel genau sind beide Definitionen praktisch gleich, bei noch genaueren müssen sie streng unterschieden werden, da Raumgehalt und Masse von Wasser sich um $27 \cdot 10^{-6}$ unterscheiden[2]), d. h. daß ein dm^3 Wasser gleich $(1 - 27 \cdot 10^{-6})$ kg bzw. Liter ist. Mit Rücksicht auf die ganz außergewöhnlichen Schwierigkeiten reiner Raummessungen höherer Genauigkeit, wird praktisch nur die zweite jener Definitionen angewendet, indem man die Raummessung durch eine Massenbestimmung ersetzt. Praktisch bezeichnet man als Dichte also stets die Masse eines Liters.

Die Dichten fester Körper bedürfen, abgesehen von einzelnen Kristallen, praktisch fast niemals einer genaueren Bestimmung, da diese durch zufällige Umstände, wie Bearbeitung usw., recht starken Schwankungen unterliegen. Anders ist es mit Flüssigkeiten, bei denen die Dichte vielfach zur genauen Charakterisierung dienen kann. Das gilt besonders, und wird auch vielfach angewendet, von Lösungen jeder Art, z. B. alkoholischen und Zucker-Wasser-Lösungen.

Nahezu alle Verfahren der Dichtebestimmung, abgesehen von der ziemlich umständlichen Methode durch Pyknometer, bedürfen einer Dichtebestimmung einer Flüssigkeit, die meistens so umgangen wird, daß man als Flüssigkeit Wasser benutzt, dessen Dichte durch die Temperatur allein gegeben ist. Abgesehen von dem praktisch nicht in Frage kommenden Quecksilber, gibt es leider keine Flüssigkeit, die als Dichtenormal in Frage kommen könnte. Es wäre wohl möglich, sich solche durch Auflösung bestimmter chemisch wohldefinierter Stoffe in geeigneten Lösungsmitteln herzustellen, indessen bereitet dies praktisch viele Schwierigkeiten, abgesehen von der Unmöglichkeit, solche längere Zeit vor Veränderung durch Verdunstung u. dgl. zu schützen.

Handelt es sich darum, Flüssigkeiten bestimmter Art, insbesondere Lösungen, auf ihren Gehalt regelmäßig zu untersuchen, eine Aufgabe, die in Alkoholbrennereien, Zuckerfabriken, Fabriken von Schwefelsäure, Ammoniak, Ölen usw. dauernd vorliegt, so ist das einfachste Mittel dazu das Aräometer, auch Skalenaräometer genannt, das hier bereits in großen Mengen angewendet wird, und noch viel häufiger angewendet werden könnte; auch für viele andere Dichtebestimmungen von Flüssigkeiten kann es benutzt werden. Es ist ein reichlich unbekanntes Gerät, trotz seiner bemerkenswerten Einfachheit, was wohl darin seinen Grund hat, daß es in den Lehrbüchern der Physik sehr nebenher erwähnt wird, und daß man seine Genauigkeit stark unterschätzt, wie es auch z. B. die völlig verunglückte Darstellung in Kohlrauschs Laboratoriumshandbuch tut. Es sei hier schon erwähnt, daß es keine Schwierigkeiten macht, Aräometer herzustellen, die ohne weiteres Dichten auf wenige Einheiten der 5. Dezimale zuverlässig geben, was z. B. bei Alkoholometern sogar die Regel ist.

Das Aräometer gehört zu den Instrumenten, die im voraus völlig berechenbar sind. Seine strenge Gleichung für seine Gleichgewichtsstellung in einer Flüssigkeit der Dichte s und einer Kapillaritätskonstante α (α Fläche des kapillaren Wulstquerschnitts; diese Konstante hat sich für den vorliegenden Fall als die geeignetste erwiesen, sie verhält sich zu der fast meistens angewendeten,

[1]) Da die Literatur über Aräometrie reichlich umfangreich und zum großen Teil sehr schwer zugänglich ist, seien hier nur einige allgemeinere Angaben gemacht:
Domke und Reimerdes, Handbuch der Aräometrie. Berlin 1912.
Weinstein, Physikalische Maßbestimmungen Bd. 2. Berlin 1888. — Weinstein, Zeitschr. f. phys. Chem. 7, 1891, S. 71.
Metronomische Beiträge 6, 1889; 7, 1890.
Wissenschaftl. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungs-Kommission 2, 1900; 3, 1902, hierin das Verfahren mit Belastungskörpern

[2]) Trav. et Mém. du Bur. Intern. 14, 1910.

dem Flüssigkeitsgewicht, das von der Längeneinheit getragen wird, wie $1:s$) ist:

$$m + \alpha u s = (v_0 + lq)s + (v - v_0 - lq)\gamma + \alpha u \gamma\,,$$

worin m seine Masse, v_0 sein Volumen bis zum Anfangsstrich, v sein Gesamtvolumen, l die Entfernung eines beliebigen Teilstrichs vom untersten, q und u Querschnitt und Umfang des Stempels an dieser Stelle, welche die Ablesestelle sei, bedeuten, und γ die mittlere Luftdichte, 0,00121. Setzt man $m - v\gamma$ gleich p, also als Gewicht des Aräometers in Luft normaler Dichte, so wird die Gleichung:

$$p + \alpha u(s - \gamma) = (v_0 + lq)(s - \gamma)\,.$$

Das ist die gebräuchliche Grundgleichung. Für Überschlagsrechnungen genügt meistens:

$$p = (v_0 + lq)s\,.$$

In der Praxis haben sich nun drei typische Formen von Aräometern herausgebildet, die zu einer gewissen Wichtigkeit gelangt sind. Zunächst einfache Dichtespindeln, die unmittelbar die Dichte abzulesen gestatten, dann die Prozentspindeln, die statt der Dichte ohne Umrechnung den Prozentgehalt von Lösungen an gelösten Stoffen anzeigen, auf Grund bekannter Zusammenhänge zwischen Gehalt und Dichte (natürlich nur für Lösungen verwendbar, die einen solchen eindeutigen Zusammenhang haben, also z. B. nicht für Schwefelsäure über 95 % etwa), und endlich Spindeln nach spez. Volumen oder Gradspindeln, wovon die wichtigste und in Deutschland allein eichfähige die mit der Einteilung nach Baumégraden ist, bei der Dichte und Grädigkeit durch die Formel

$$s = \frac{144{,}3}{144{,}3 \mp B}$$

ausgedrückt werden, wobei das Minuszeichen für Dichten über 1,0, das Pluszeichen für Dichten unter 1,0 gilt. Die Formel gilt für eine Temperatur von $+15^0$ und Wasser von $+15^0$ als Dichteeinheit. Ein derartiges Gradaräometer hat, abgesehen von praktischen Vorteilen, noch den Vorzug, daß es, wie eine leichte Rechnung zeigt, eine gleichmäßige Skala besitzt, falls man Kapillaritätsunterschiede vernachlässigt, während eine Dichtespindel nach oben zu weitere Skalenintervalle bekommt. Die Empfindlichkeit aller drei Typen von Instrumenten kann natürlich gleich gemacht werden. Die nachfolgenden Betrachtungen sollen deswegen auf die einfachen Dichtespindeln beschränkt bleiben.

Im Prinzip ist natürlich die erreichbare mögliche Empfindlichkeit und Genauigkeit eines Aräometers unbeschränkt; praktisch hat sich herausgestellt, daß man mit einer Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-5}$ eine gewisse Grenze erreicht, die man nur mit äußerster Mühe überschreiten kann. Diese Grenze kommt in folgender Weise zustande: Eine Einstellungsunsicherheit entsteht durch ungleichmäßige Temperierung sowohl der zu untersuchenden Flüssigkeit, wie durch mangelhaften Temperaturausgleich zwischen ihr und dem Aräometer. Die Verhältnisse werden um so günstiger, je geringer die Flüssigkeitsmenge ist, die man anwendet (wegen der Form des Aräometers muß die Flüssigkeit in einen relativ schmalen, aber hohen Zylinder gefüllt werden, was thermisch sehr ungünstig ist), und je kleiner die Masse des Aräometers ist. Andererseits entstehen Benetzungsunterschiede infolge Verunreinigungen der Oberfläche, und damit Änderungen des kapillaren Wulstgewichts, die nicht immer völlig vermeidbar sind, die aber um so weniger wirken, je größer die Masse des Instruments ist. Beides wirkt gerade entgegengesetzt, und es hat sich da als praktisch erwiesen, innerhalb der Grenzen von 4 bis 6 mm Stengeldurchmesser zu bleiben, womit tatsächlich alle notwendigen Angaben gegeben sind. Aus der oben angegebenen Näherungsformel folgt:

$$v_0 = \frac{q \cdot \Delta l \cdot s}{\Delta s}\,.$$

Das gibt z. B. für ein sehr empfindliches Aräometer bei der Dichte 1, wie es für Seewasseruntersuchungen zu ozeanographischen Zwecken viel gebraucht wird für eine Empfindlichkeit von 2 mm für 0,0001 Dichteänderung bei $q = 15$ mm² ($d = 4{,}4$ mm):

$$v_0 = \frac{15 \cdot 2 \cdot 1}{0{,}0001} = 300 \text{ cm}^3\,,$$

also ein sehr großes Volumen, das thermisch bereits recht ungünstig ist. Zweckmäßig kann man es noch durch Verkleinerung von d und Δl günstiger gestalten.

Wie man sieht, ist so die allgemeine Festlegung der günstigsten Form recht einfach. Indessen bietet die laboratoriumsmäßige Anwendung und Prüfung eines Aräometers gewisse Schwierigkeiten.

Zunächst die Frage der Benetzung. Die meisten Flüssigkeiten bilden nicht ohne weiteres einen guten kapillaren Wulst, der ja mit einem Randwinkel Null den Stengel berühren soll. Das hat zur Folge, daß in einem solchen Fall jede Dichtespindel zu viel anzeigt. Bei mehrfach wiederholter Einstellung in der gleichen, als unverändert anzusehenden Flüssigkeit ist diejenige Ablesung als die richtigste anzusehen, welche die kleinste Dichte angibt. Fast immer erhält man eine gute Benetzung, wenn man den Stengel an der Eintauchstelle mit etwas Alkohol abreibt und ihn noch feucht einsenkt.

Sodann der Temperatureinfluß. Jedes Aräometer zeigt die Dichte richtig nur bei einer bestimmten Temperatur an, seiner Normaltemperatur. Bei jeder anderen Temperatur zeigt es falsch und

bedarf einer Verbesserung seiner Angaben. Der Grund dafür ist in der Temperaturausdehnung des Glases zu suchen. Diese Temperaturverbesserung berechnet sich einfach aus der Aräometergleichung zu

$$\Delta s = -\varepsilon(t' - t)s,$$

worin ε den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Glases bedeutet, also für Thüringer Glas $27 \cdot 10^{-6}$, für Jenaer $24 \cdot 10^{-6}$. Der Wert $25 \cdot 10^{-6}$ ist fast immer ausreichend. Man beachte, daß bei höheren Temperaturen als der Normaltemperatur diese Verbesserung abzuziehen ist. Man erhält so die wahre Dichte der Flüssigkeit bei der Beobachtungstemperatur und muß dann diese noch gegebenen Falles mit Hilfe des Ausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeit auf eine Normaltemperatur umrechnen. Ähnlich ist das Verfahren bei Baumé-spindeln, aber viel umständlicher bei Prozentspindeln, da sich nicht der Gehalt der Flüssigkeit, wohl aber ihre Dichte mit der Temperatur ändert. Es geht also in die Umrechnungsformel auch noch der jeweilige Ausdehnungskoeffizient der Flüssigkeit ein. Eine Ableitung der Formeln würde zu weit führen, für die meistgebrauchten Flüssigkeiten bestehen dafür Tafeln.

Endlich die Kapillaritätseinflüsse. Sie sind die für die Anwendung des Aräometers unbequemsten. Zunächst ist zu bedenken, daß jedes nur für eine ganz bestimmte Flüssigkeit, für die es hergestellt ist, richtige Angaben liefern kann. Bei einer Flüssigkeit mit anderen Kapillarkonstanten muß es unzutreffende Angaben machen. Wie stark diese Unterschiede sein können, mag man aus folgender Überlegung entnehmen. Die Kapillarkonstanten der üblichen Flüssigkeiten schwanken zwischen dem höchsten Wert von 7,7 für Wasser und etwa 2 bei einigen Ölen und Äther; d. h. also bei einem Stengelumfang von 15 mm schwanken die Belastungen des Aräometers durch den kapillaren Wulst zwischen 120 und 30 mg, während bei vielen gebräuchlichen Spindeln Zusatzbelastungen von 1 mg noch gerade in der Einstellung wahrnehmbar sind. Man kann die Kapillaritätskorrektion in folgender Weise berechnen. Es ist, wenn s_1 und s_2 die Dichten zweier Flüssigkeiten mit den Kapillaritätskonstanten α_1 und α_2 bezeichnen, in denen eine Spindel genau gleich tief einsinkt:

$$G + \alpha_1 u(s_1 - \gamma) = V(s_1 - \gamma),$$
$$G + \alpha_2 u(s_2 - \gamma) = V(s_2 - \gamma),$$

und bei Vernachlässigung von γ:

$$s_1 - s_2 = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) u s_1 s_2}{G} = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) s^2 u}{G}$$

s runder Mittelwert zwischen s_1 und s_2,

oder eine zweite allgemeinere Formel, worin statt der Dichtenunterschiede die Längen in der Skala eingehen:

$$G + \alpha_1 u(s - \gamma) = (V_0 + l_1 q)(s - \gamma),$$
$$G + \alpha_2 u(s - \gamma) = (V_0 + l_2 q)(s - \gamma),$$
$$l_1 - l_2 = \frac{4(\alpha_1 - \alpha_2)}{d},$$

worin d den Stengeldurchmesser bedeutet.

Bei einem vom Verfasser viel benutzten Instrumente von 135 g Gewicht, für das Dichtebereich 1,000 bis 1,033 mit Einteilung in 0,0001 bei einer Intervallänge von ca. 0,95 mm und einem Stengeldurchmesser von 4,2 mm, würde sich demnach ein Einstellungsunterschied bei Wasser ($\alpha = 7{,}7$) und einer Mischung von Glyzerin und Alkohol, einer für aräometrische Prüfungszwecke viel gebrauchten Flüssigkeit ($\alpha = 3{,}0$), ein Einstellungsunterschied von

$$l_1 - l_2 = 4{,}5 \text{ mm} \quad \text{oder} \quad s_1 - s_2 = 0{,}00046$$

in Dichte ergeben, während das Instrument bei gegebener Kapillaritätskonstante auf 0,00002 zuverlässig ist; oder soll $l_1 - l_2$ unter 0,1 mm bleiben, so darf der Unterschied der Kapillarkonstanten höchstens 0,1 mm² betragen.

Wie man sieht, sind auch bei einem solchen sehr empfindlichen Aräometer die Ansprüche an die Genauigkeit der Kenntnis der Kapillaritätskonstanten nicht übertrieben hoch; aber die Rechnung zeigt auch deutlich, daß man sie mit einiger Genauigkeit kennen muß, um zuverlässige Angaben zu erhalten. An sich würde nach den obigen Formeln ihr Einfluß um so kleiner werden, je größer der Stengeldurchmesser ausfällt, aber durch seine Dicke und die gewünschte Empfindlichkeit des Aräometers ist, wie schon oben erwähnt, sein Volumen vorgeschrieben, und dadurch seine praktische Brauchbarkeit eingeengt. Kleine zierliche Instrumente sind, trotzdem sie vielfach, z. B. zur Bestimmung des Alkoholgehaltes kleiner Proben, wobei nur wenig Flüssigkeit zur Verfügung steht, in großen Mengen gebraucht werden, sehr unzuverlässig, da sie durch zufällige Änderungen der Kapillarität stark beeinflußt werden. Man kann sogar derartige Aräometer mit Stengeln von ca. 2 mm Durchmesser bereits ganz brauchbar zur Messung der Kapillaritätskonstanten anwenden, wenn auch die Methode nicht gerade empfohlen werden kann.

Dieser störende Einfluß der Kapillarität macht sich im übrigen auch, worauf meistens nicht geachtet wird, bei der sonst viel gebrauchten Mohrschen Wage bemerkbar. In der üblichen Form hat sie Reitergewichte, bei denen die Dichte 1,0 einem Gewicht von 5 g entspricht. Hängt der Schwimmkörper an einem Draht von 0,2 mm Durchmesser, was praktisch reichlich dünn ist, so ist er bei Wasser mit einem Wulst von $0{,}2 \cdot \pi \cdot 7{,}7 =$ ca. 4,8 mg belastet, und beim Eintauchen in die oben genannte Flüssigkeit mit einem Wulst



von nur 1,9 mg. Diesem Unterschied von 2,9 mg entspricht ein Fehler in der Dichte von

$$\frac{2,9}{5000} = 0,00058,$$

also ein Fehler, der die erreichbare Genauigkeit einer guten Mohrschen Wage merklich überschreitet.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich ohne weiteres, wie an aräometrischen Lesungen eine Kapillaritätskorrektion anzubringen ist, und man sieht auch, daß ohne allzu hohe Anforderungen an die Genauigkeit der Kenntnis der Kapillarkonstanten sie so sicher berechenbar ist, daß Fehler, die die Ablesegenauigkeit der Aräometer überschreiten, nicht zu erwarten sind. Wenn man also in die Lage versetzt ist, Flüssigkeiten verschiedenster Art auf Dichte zu untersuchen, ist man notwendig gezwungen, diese Umrechnung vorzunehmen. Praktisch kann man sie so umgehen, daß man sich für die Spindel Fehlertafeln für bestimmte runde Werte der Kapillarkonstanten berechnet, was eine einmalige leichte Arbeit ist, und danach den Fehler für den tatsächlichen Wert der Konstante der Flüssigkeit interpoliert. Für viele Flüssigkeiten hat diese Konstante ja bekanntlich einen nicht unerheblichen Temperaturkoeffizienten. Ihn kann man praktisch vernachlässigen, vorausgesetzt, daß man die Messung in den üblichen Laboratoriumstemperaturen vornimmt.

Mit Rücksicht auf die ganz beträchtliche Genauigkeit, die man mit guten Aräometern ohne Mühe erreichen kann, erscheint es stets angebracht, sie vor Benutzung zu prüfen, entweder um ein Urteil über ihre vorhandenen Fehler zu erhalten, ob man sie vernachlässigen oder berücksichtigen kann, oder um eine eingehende Fehlertafel für sie aufzustellen. Da man, wie oben erwähnt, leider nicht Flüssigkeiten in genügender Auswahl zur Verfügung hat, die als Dichtenormale dienen können, bleibt nichts übrig, als diese Prüfung in geeigneten Flüssigkeiten vorzunehmen, deren Dichte man gleichzeitig durch hydrostatische Wägungen mit Hilfe eines Senkkörpers bestimmt. Andere Methoden, die eine ausreichende Genauigkeit zulassen, sind nicht bekannt. Insbesondere die pyknometrische genügt nicht, ist auch viel zu umständlich. Über eine geeignete, auch mit bescheideneren Laboratoriumshilfsmitteln ausführbare Anordnung hat der Verfasser an anderer Stelle berichtet.[1]) Als Prüfungsflüssigkeiten verwendet man zweckmäßig nur solche, die eine gute Benetzung geben, so daß man durch Unregelmäßigkeiten dabei keine Störungen zu erwarten hat. Praktisch haben sich folgende als geeignet erwiesen: Öle mit geringer Zähigkeit, Petroleumdestillate, Benzin, Benzol und Gemische der drei letzten bei Dichten von 0,6 bis 1,02 etwa, Alkohol-Wasser-Mischungen von 0,8 bis 0,95, Mischungen von Alkohol von 62,5% und Glyzerin von 0,95 bis 1,2, Mischungen von Alkohol von 80% mit konzentrierter Schwefelsäure von 0,9 bis 1,8, Glyzerin-Wasser-Mischungen von 1,1 bis 1,2 usw. Für alle diese Flüssigkeiten sind die Kapillarkonstanten genau bekannt.[1])

Theoretisch würde es genügen, die Prüfung an einem, höchstens an zwei, den beiden Endpunkten der Skala, vorzunehmen, wenn man in der Lage wäre, gut zylindrische Stengel zur Anfertigung der Aräometer zu verwenden, und das mit genügender Genauigkeit nachzuprüfen. Man muß dabei beachten, daß nicht der zufällige Querschnitt und Umfang des Stempels in die Berechnung eingeht, sondern sein gesamtes Volumen von einer Anfangsstellung bis zu dieser Stelle. Glastechnisch ist es nun leider völlig unmöglich, die hohen Anforderungen an solche Aräometerstengel zu erfüllen. Vielmehr fallen diese in der Regel so aus, daß es ohne Einbuße an Genauigkeit nicht möglich ist, von Fehlern, die an einzelnen weit auseinander liegenden Punkten bestimmt sind, die von dazwischen liegenden Punkten zu interpolieren. Es hat sich als praktisch herausgestellt, bei den üblichen Skalenlängen diese mindestens an fünf gleichmäßig verteilten Stellen zu untersuchen, bei Aräometern höchster Genauigkeit an Stellen, die um nicht mehr als 2 bis höchstens 3 cm voneinander entfernt liegen.

Den guten Fabriken fällt es anscheinend nicht schwer, Aräometer zu liefern, die keine größeren Fehler besitzen wie einige Zehntel Skalenteile des kleinsten Teilintervalls, d. h. die also die gleiche Meßgenauigkeit einhalten wie andere gute physikalische Meßinstrumente. Da die Prüfung im Laboratorium, das auf solche Versuche nicht eingerichtet ist, immerhin einige Zeit, Mühe und Erfahrung kostet, dürfte es in sehr vielen Fällen das Einfachste sein, die Prüfung den hierzu eingerichteten staatlichen Eichämtern in Berlin, Ilmenau in Thür., Gehlberg in Thür., dem Bayrischen Landesamt für Maß und Gewicht in München, oder bei den feinsten Spindeln der Reichsanstalt für Maß und Gewicht in Charlottenburg zu überlassen.

Will man es selbst ausführen, so ist man gezwungen, für jeden Punkt, den man prüfen will, sich eine Flüssigkeit der betreffenden Dichte herzustellen. Es macht das die größten Schwierigkeiten meistens, besonders wenn es sich um einen umfangreicheren Satz Spindeln handelt, wenn also sehr viele Flüssigkeiten notwendig sind. Da vereinfacht das Verfahren mit Belastungskörpern die Arbeit, das in seinen Grundzügen von F. Neu-

[1]) W. Block, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 38, 1918, S. 40.

[1]) Wissenschaftl. Abhandl. 3 (vgl. Anm. 1, S. 125).

mann[1]) angegeben ist und dann von der Reichsanstalt für Maß und Gewicht für die feinsten Messungen weiter ausgebildet ist. Es beruht darauf, daß die Spindel nur an einem Punkt unten an der Skala durch hydrostatische Wägung geprüft wird; weitere Punkte werden dann so erhalten, daß man auf den herausragenden Stengel Belastungsgewichte aufsetzt, die sie zum tieferen Eintauchen bringen. Aus der Angabe am untersten Punkt, dem Gewicht des Belastungskörpers und den Spindelkonstanten lassen sich dann die Fehler der so beobachteten Punkte durch Rechnung ermitteln. Es ist das ein Verfahren, das die Arbeit ganz ungemein erleichtert.

Endlich noch ein Wort über die richtige Ablesung der Aräometer. Von ganz seltenen Ausnahmen abgesehen, wo es sich um die Untersuchung undurchsichtiger Flüssigkeiten handelt, und wo die Einstellung am oberen Wulstrande abgelesen wird, erfolgt diese von unten her in einem durchsichtigen Standzylinder. Man hält das Auge unterhalb des Flüssigkeitsniveaus, so daß man die untere Fläche des Wulstes als eine elliptische Scheibe sieht, und bewegt es so hoch nach oben, daß diese Scheibe sich zu einer Linie zusammenzieht. Diese Stelle liest man ab, unter Schätzung von Zehntelskalenteilen wie üblich. Man erhält diese durch Vergleich des Intervallbruchteils mit dem nächsten unten liegenden vollen Intervall, oder durch Vergleich des Intervalls, das durch Spiegelung des nächsten unter der Flüssigkeitsoberfläche liegenden Striches entsteht, mit einem direkt gesehenen. Bei einiger Übung liest man Zehntelskalenteile mit völliger Sicherheit ab.

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß die Dichtebestimmung von Flüssigkeiten mit Aräometern an Genauigkeit wohl allen Ansprüchen gerecht wird, die übliche Methode mit Pyknometer erreicht, sie teilweise übertrifft, an Einfachheit ihr zweifellos weit überlegen ist.

Da dieses Verfahren so bequem ist, kann es sehr zweckmäßig da Verwendung finden, wo man gerne Wasser durch eine andere Flüssigkeit ersetzen möchte, wegen seiner sehr schlechten Benetzungsverhältnisse, die gerade bei Wasser wohl am schlechtesten sind, so insbesondere bei hydrostatischen Wägungen fester Körper, und gerade in dem Falle, wenn sie in Wasser löslich sind, oder durch Wasser in ihrer Oberflächenbeschaffenheit verschlechtert werden können, wie es bei Volumenbestimmung feiner Gewichtsstücke der Fall ist. Das Hauptanwendungsgebiet der Aräometer liegt natürlich da, wo es sich um dauernde regelmäßige Dichtebestimmungen gleichartiger Flüssigkeiten handelt, wovon oben mehrere Beispiele erwähnt sind.

[1]) F. Neumann, Einleitung in die theoretische Physik. Leipzig 1883. S. 250.

(Eingegangen am 7. April 1920.)

Originalmitteilungen.

Zur Physiologie des Messens.

Mitteilung der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Berlin-Friedenau.

Von H. Schulz.

(Schluß.)

3. Schätzungen in zwei Richtungen.

Es ist bekannt, daß für die Beurteilung horizontaler Größen eine andere Genauigkeit vorliegt, als für den Vergleich vertikaler Längen. Diese Tatsache findet auch schon in den Messungen von Dorst ihren Ausdruck, indem für horizontale und vertikale Strichlage Verschiedenheit der Fehlergrößen festgestellt wurde. Ebenso hat Volkmann[1]), der den mittleren Fehler Δ bei gleichabständiger Einstellung dreier Silberfäden in Abhängigkeit vom Abstande S in der Form

$$\Delta = v + WS$$

darstellt, für vertikale Abstände andere Konstantenwerte v, W gefunden, als für horizontale. Viel schwerer ist aber der Vergleich vertikaler Strecken mit horizontalen. Nach Helmholtz ist man geneigt, vertikale Linien für länger zu halten als gleichlange horizontale. Vom physiologischen Standpunkt aus ist das Meßprinzip des Ruhstratschen Dickenmessers[1]) zu bemängeln, bei dem die Drahtdicke dadurch bestimmt werden soll, daß das durch Kreuzung eines Drahtes von bekannter Dicke mit dem zu messenden entstehende Rechteck darauf beurteilt werden soll, ob seine Seiten gleich oder verschieden lang sind.

Neuere Beobachtungen[2]) haben ergeben, daß nur für einen bestimmten Gesichtswinkel eine richtige Schätzung des Größenverhältnisses der Rechteckseiten erfolgt und daß für kleinere Rechtecke eine Unterschätzung der Höhendimensionen, für größere in Übereinstimmung mit den Helmholtzschen Angaben eine Unterschätzung der Breitenabmessungen stattfindet. Aus den Versuchen, zu denen 25 Personen

[1]) Helmholtz, Handbuch der physiol. Optik, 3. Aufl., Bd. III, S. 141.

[1]) Zeitschr. f. Feinmechanik, 27, 1919, S. 140.

[2]) Schulz, Zentralzeitung f Optik u. Mechanik, 1919, Nr. 31.

verschiedenen Alters und Geschlechts herangezogen wurden, folgte, daß bei einem Sehwinkel von etwa 8 Minuten die Höhendimensionen im Verhältnis 1,2 : 1 unterschätzt wurden und daß dieses Verhältnis bei etwa 35′ den Wert 1 erreichte, für noch größere Gesichtswinkel sogar kleiner als 1 wurde.

Fig. 3 stellt diese Gesetzmäßigkeiten in Abhängigkeit vom Sehwinkel dar. Als Ordinate ist das Verhältnis vertikale Rechteckseite zur horizontalen aufgetragen, bei dem der Eindruck eines Quadrates hervorgerufen wird. Die Bildgröße auf der Netzhaut, bei der richtige Schätzung auftritt, beträgt etwa 0,2 mm, wobei die Netzhautgrube also gerade vom Bilde ausgefüllt wird.

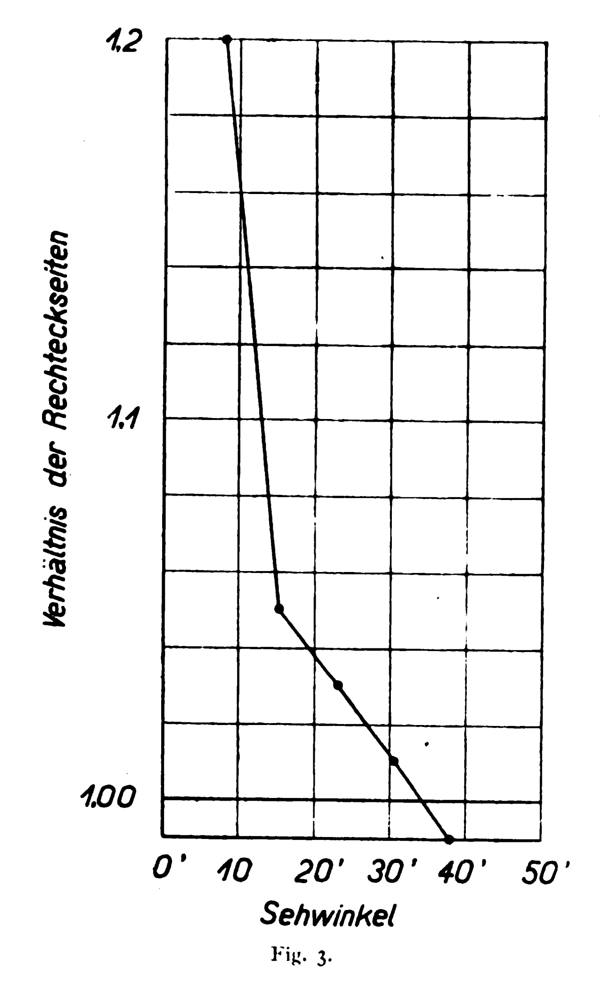


Fig. 3.

Ähnliche Schätzungsfehler treten auch beim Vergleich zweier Winkel auf. Liegen deren Schenkel parallel, so ist, weil Parallelität von Linien sehr genau beurteilt werden kann, der Fehler sehr klein. Bei Halbierung eines gestreckten Winkels zeigen sich Fehler von etwa 1°, die auch bei größter Übung nicht vollkommen ausgeschaltet werden können (vgl. Moede, a. a. O.). Nach Helmholtz hängt die Größe des Fehlers von der Neigung der Schenkel gegen den Netzhauthorizont ab. Auf die ausführliche Behandlung der Frage des Augenmaßes im direkten und indirekten Sehen sowie der Maßtäuschungen in Helmholtz' Physiologischer Optik sei nur verwiesen.

4. Photometrische Genauigkeit.

Für das Zustandekommen einer Lichtempfindung ist es erforderlich, daß eine bestimmte Energiemenge auf jedes gereizte Netzhautelement entfällt, wobei jedoch die Größe des gereizten Bezirkes infolge der Koppelung der einzelnen Netzhautelemente noch von der Größe des gesamten gereizten Bezirkes abhängig ist. Außerdem ist dieser Schwellenreiz noch von dem Adaptationszustande des Auges abhängig. Es wird deshalb bei Bestimmung von Lichthelligkeiten oder Beleuchtungsstärken fast ausschließlich der Vergleich der Helligkeit zweier in scharfer Linie aneinanderstoßender Flächenteile benutzt. Dieses Kriterium ist wenigstens innerhalb gewisser Grenzen von dem Zustande des beobachtenden Auges und der Gesamtflächengröße unabhängig, weshalb es bei den meisten Photometern eingeführt ist. Daneben aber findet dieses Vergleichsverfahren Anwendung bei einer größeren Zahl anderer optischer Apparate, z. B. den Polarimetern und Kolorimetern. Solange die beiden zu vergleichenden Flächen gleiche Färbung aufweisen, ist keine Abweichung von den für weißes Licht geltenden Beziehungen festzustellen, nur ändert sich mit der Farbe die absolute Empfindlichkeit. In welcher Weise der Wechsel der Helligkeit der Vergleichsfelder bewirkt wird, sei es durch Annäherung oder Entfernung der Lichtquellen, sei es durch Spalte, drehbare Polarisationsprismen, durch den rotierenden Sektor oder andere Schwächungsapparate, ist für die Beurteilung des physiologischen Fehlers ohne Belang. Erst wenn es sich um die Feststellung der absoluten Genauigkeit handelt, müssen die Einflüsse der Schwächungsverfahren auf das Gesamtergebnis in Betracht gezogen werden.

Die physiologische Grundlage für alle diese Vergleichsmessungen bildet das Fechnersche Gesetz, demzufolge die kleinsten wahrnehmbaren Unterschiede der Lichtempfindung dL konstanten Bruchteilen der Helligkeit H proportional sind. Ist A die Proportionalitätskonstante, so wird also

$$dL = A \cdot \frac{dH}{H}.$$

Die Beziehung gilt nur für mittlere Werte der Helligkeit. Für geringe Helligkeit ist der Einfluß der sogenannten subjektiven Eigenhelligkeit des Auges zu berücksichtigen, für große Werte der Helligkeiten tritt Blendung auf, die schließlich das Erkennen von Unterschieden ganz verhindert. In-

folge der geringen Helligkeit der als Einheit geltenden Hefnerkerze dürfte für photometrische Messungen der Bereich, in dem Blendung auftreten kann, kaum in Betracht kommen, und er läßt sich durch passende Schwächung stets vermeiden. Doch muß das Gebiet geringer Helligkeiten sehr wohl in Betracht gezogen werden, da man nicht imstande ist, in allen Fällen die Intensität beliebig zu erhöhen (z. B. Photometrie von Leuchtfarben). Auch für polarimetrische Messungen wird, falls die objektiven Fehler verringert werden sollen, eine geringe Beleuchtungsintensität die Folge sein. Muß also das Gebiet geringer Helligkeiten in den Kreis der Betrachtungen einbezogen werden, so darf man nicht die photometrische Empfindlichkeit E gemäß der einfachen Form des Fechnerschen Gesetzes konstant setzen, sondern man muß sie nach dem erweiterten Fechnerschen Gesetz

$$\frac{dL}{A} = E = \frac{dH}{H + H_0}$$

berechnen. Damit tritt eine Abhängigkeit des physiologischen Fehlers von der Helligkeit der Vergleichsfehler auf, die noch durch die Eigenhelligkeit H_0 des Auges beeinflußt wird, also vom Adaptionszustande abhängig ist. Für den Fall der Polarisationsapparate wird üblicherweise der Fehler der Einstellung d_ε mit

$$d_\varepsilon = C \cdot \operatorname{tg} \frac{\varepsilon}{2}$$

angegeben, wobei ε den Halbschattenwinkel, C eine Konstante bedeutet. Hieraus wird der Schluß gezogen, daß die Lichtquelle so hell als möglich und der Halbschatten so klein als möglich gewählt werden soll. Schönrock[1]) weist jedoch in richtiger Erkenntnis der tatsächlich vorliegenden Verhältnisse darauf hin, daß ε groß genug sein soll, um die Einstellungen ohne große Anstrengung ausführen zu können. Technisch ist auch mit weitgehender Verkleinerung des Halbschattenwinkels ein Hervortreten der unvermeidlichen Fehler im Strahlengang zu befürchten. Trotzdem müßte bei hinreichender Steigerung der Helligkeit der Lichtquellen eine recht erhebliche Genauigkeit zu erzielen sein, da man bei Verwendung genügend heller Lichtquellen auch noch für Halbschattenwinkel unter 30 Minuten eine genügende Helligkeit der Vergleichsflächen erwarten könnte. Aus der angegebenen Formel folgt nämlich für den Fehler

ε	10°	8°	6°	4°	2°	1°	30′
d_ε	90″	72″	54″	36″	18″	9″	4″

Selbst wenn man die Schwächung p in der einen Hälfte eines Lippichschen Halbschattenpolarisators berücksichtigt[1]), würde dieser Schluß gerechtfertigt sein, da sich in diesem Falle ergibt:

$$d_\varepsilon = \frac{p \cdot C' \sin \varepsilon}{1 + p^2 + 2p \cdot \cos \varepsilon}.$$

Bei Benutzung des Fechnerschen Gesetzes in seiner erweiterten Form ergibt sich aber

$$d_\varepsilon = C' \left(\frac{p \cdot \sin \varepsilon}{1 + p^2 + 2p \cdot \cos \varepsilon} + \frac{K \cdot H_0}{2p \cdot \sin \varepsilon} \right)$$

oder für $p = 1$

$$d_\varepsilon = \frac{C'}{2} \left(\operatorname{tg} \frac{\varepsilon}{2} + \frac{K \cdot H_0}{2p \cdot \sin \varepsilon} \right),$$

worin K dem reziproken Wert der Helligkeit der Lichtquelle proportional ist. Während also für große Helligkeit der Lichtquelle und große Werte des Halbschattenwinkels der Einfluß des zweiten Gliedes gering ist, wird für geringe Helligkeiten der Fehlerwinkel vorwiegend durch dieses Glied bestimmt und demnach d_ε für kleine Halbschattenwinkel stark anwachsen. Das Minimum tritt auf für

$$\sin \frac{\varepsilon}{2} = \sqrt{\frac{K \cdot H_0}{2(1 + K \cdot H_0)}},$$

woraus bei gegebener Helligkeit der Lichtquelle eine angenäherte Ermittlung der Eigenhelligkeit des Auges erfolgen kann.

Eine Reihe von Messungen, die unter Verwendung weißer Lichtquellen von etwa 25 HK, 75 HK und 150 HK an einem zweiteiligen Halbschattenpolarimeter der Firma Goerz mit Lippichscher Halbschattenvorrichtung ausgeführt worden sind, ergab in der Tat mit abnehmendem Halbschattenwinkel zunächst eine Abnahme des Fehlers, dann, je nach der Stärke der verwendeten Lichtquelle, ein Fehlerminimum für etwa 1—3 Grad Halbschattenwinkel und endlich ein stark ausgeprägtes Ansteigen des Fehlers. Die Lage des Minimums zeigte die von der Theorie geforderte Abhängigkeit von der Helligkeit der Lichtquelle. Die Beobachtungen, deren Ergebnisse in der Tabelle dargestellt sind, wurden in der Weise ausgeführt, daß von zwei Beobachtern für die verschiedenen Lichtquellen und Halbschattenwinkel zwischen 0,1° und 11,7° je 20 Einstellungen auf Gleichheit der Halbschattenfelder gemacht wurden. Nach je 20 Einstellungen wechselte der Beobachter. Systematische Abweichungen, die auf wesentlich verschiedene Empfindlichkeit der Augen beider Beobachter hätten schließen lassen, konnten nicht festgestellt werden. Aus den auf 0,01° abgelesenen Werten wurde dann in üblicher Weise der mittlere Fehler einer Einzelmessung berechnet.

[1]) Landolt-Schönrock, Das optische Drehungsvermögen. Braunschweig 1898. S. 305.

[1]) Schulz, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **21**, 1919, S. 227—235.

Halbschattenwinkel	Mittlerer Fehler der Einzelmessung, berechnet aus je 20 Beobachtungen		
	Helligkeit der Lichtquelle		
°	25 HK	75 HK	150 HK
0,1	—	—	53″
0,6	—	—	31″
0,8	—	—	**11**″
0,9	44″	35″	—
1,7	31″	25″	14″
2,5	—	19″	—
2,8	—	**18**″	—
3,2	—	20″	—
3,8	**16**″	18″	19″
5,9	23″	32″	23″
7,8	24″	(46″)	25″
8,0	—	31″	—
9,7	—	33″	27″
10,0	32″	—	—
11,7	37″	—	—

Aus der Lage des Minimums ergibt sich zunächst eine Abschätzung der von den besonderen Versuchsbedingungen als unabhängig vorausgesetzten Eigenhelligkeit H_0. Sie ist derjenigen Helligkeit gleichzusetzen, die durch eine Lichtquelle von etwa 0,06 HK im Halbschattenapparat erzeugt würde.

Legt man diesen Wert zugrunde und wählt für die mittlere Unterschiedsempfindlichkeit den Wert 1 : 160, so ergibt sich, da in Anbetracht der bei der Ableitung gemachten Voraussetzungen dieser in halber Größe eingesetzt werden muß, für den Fehler der Wert

$$d_x = 0{,}0016 \left(\operatorname{tg} \frac{\varepsilon}{2} + \frac{K \cdot 0{,}056}{\sin \varepsilon} \right).$$

Die hiernach berechneten Fehlerwerte schließen sich mit hinreichender Übereinstimmung den Beobachtungen an. Abweichungen sind einerseits auf die weniger genaue Bestimmung der Halbschattengröße zurückzuführen, andererseits auf die nicht vollkommen ausschaltbare Einwirkung der Adaptation.

Hieraus würde sich als Höchstwert der Genauigkeit bei Halbschattenpolarimetern ein Einstellungsfehler von etwa 10″ ergeben. Wenn auch unter günstigsten Bedingungen bei gut ausgeruhtem Auge noch größere Genauigkeiten erzielt werden können, so läßt sich doch mit Sicherheit behaupten, daß bei der gegebenen Anordnung über eine Genauigkeit von 0,001° für die Einzelmessung nicht hinausgegangen werden kann. Durch Einführung des dreiteiligen Gesichtsfeldes läßt sich die Genauigkeit der Einzelmessungen, durch Ausführung von Meßreihen die Genauigkeit des Mittelwertes in begrenzter Weise steigern. Bei mehr als 20 Messungen tritt schon der Einfluß der Ermüdung des Auges hervor, und die durch sie vergrößerten Fehler der Einzelmessungen verhindern eine weitere Verkleinerung des mittleren Fehlers des Mittelwertes.

Da die Helligkeit der benutzten Lichtquellen nur im Verhältnis 1 : 6 sich ändert, konnte ein Einfluß der objektiven Helligkeit auf die Größe der Konstanten noch nicht erwartet werden und ist mit Sicherheit aus den Messungen auch nicht zu entnehmen. Deshalb wurde durch Einschalten von Blenden unmittelbar am Objektiv des Beobachtungsfernrohrs bei weiteren Versuchen die Helligkeit in noch stärkerem Maße verändert. Ferner wurde die Blende am Polarisator ausgewechselt, also ein Gesichtsfeld verschiedener Größe zur Beobachtung benutzt, da bereits durch die Versuche von Gehlhoff und Schering[1]) eine starke Abhängigkeit der Lichtempfindlichkeit von der Größe des gereizten Bezirkes festgestellt worden war und erwartet werden konnte, daß auch die Unterschiedsempfindlichkeit mit der Größe des Netzhautbildes sich ändern würde.

Die Größe der Blenden wurde von 1 mm beginnend um je 1 mm bis zu 5 mm vergrößert, dem größten bei dem Apparat möglichen Blendendurchmesser, der ohne Störung der Abbildung noch verwendet werden konnte. Bei dem gegenseitigen Abstand der Blenden von 486 mm und einer 4fachen Vergrößerung des Beobachtungsfernrohres kamen also Gesichtswinkel des Durchmessers der Vergleichsfelder in Frage, die für

1	2	3	4	5	mm Blendendurchmesser
0,47	0,94	1,41	1,88	2,35°	

betrugen. Nach Versuchen von v. Kries[2]) ist der Bezirk konstanter Lichtempfindlichkeit im Auge entsprechend dem Durchmesser des gelben Fleckes etwa 2°. Wenn also für größere Felder Unterschiede der Lichtempfindlichkeit sich geltend machen, so muß dies bereits bei den vorliegenden Blendengrößen wenigstens andeutungsweise der Fall sein. Bei Benutzung einer 200kerzigen Fokuslampe, der ein Gelatinefilter vorgesetzt war, welches nur einen engen Bereich mit dem Schwerpunkt des Natriumlichtes durchließ, ergaben sich die in der Tabelle angegebenen Fehlerwerte, welche in gleicher Weise wie bei den vorher beschriebenen Versuchen als mittlerer Fehler einer Einzelmessung aus je 20 Beobachtungen ermittelt wurden.

Wie folgende Tabelle zeigt, und auch aus der Figur 4 a, b, c, d unmittelbar ersichtlich ist, ergeben sich mit wachsendem Durchmesser der Helligkeitsblende geringere Fehlerwerte und mithin wachsende Genauigkeit.

Bezüglich der Gesichtsfeldgröße ist ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit des Fehlers zu er-

[1]) G. Gehlhoff und H. Schering, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen **25**, Heft 3—4, 1919.

[2]) H. v. Helmholtz, a. a. O., Bd. II, 1911, S 283 ff.

Photometrische Fehlerwerte in Abhängigkeit vom Gesichtsfelddurchmesser D und von der Aperturblende d.

	$D =$ 5 mm	$D =$ 4 mm	$D =$ 3 mm	$D =$ 2 mm	$D =$ 1 mm
			Halbschatten 10°		
$d = 5$ mm	28″	33″	34″	40″	81″
$d = 4$ mm	18″	24″	33″	33″	66″
$d = 3$ mm	53″	27″	67″	53″	126″
$d = 2$ mm	57″	51″	120″	99″	216″
$d = 1$ mm	320″	98″	165″	269″	1020″
			Halbschatten 19°		
$d = 5$ mm	48″	54″	132″	110″	180″
$d = 4$ mm	42″	45″	140″	120″	220″
$d = 3$ mm	46″	135″	120″	320″	230″
$d = 2$ mm	136″	244″	367″	370″	370″
$d = 1$ mm	311″	308″	644″	710″	1300″

kennen, und zwar nimmt mit wachsender Größe die Genauigkeit zunächst schnell, dann langsam zu.

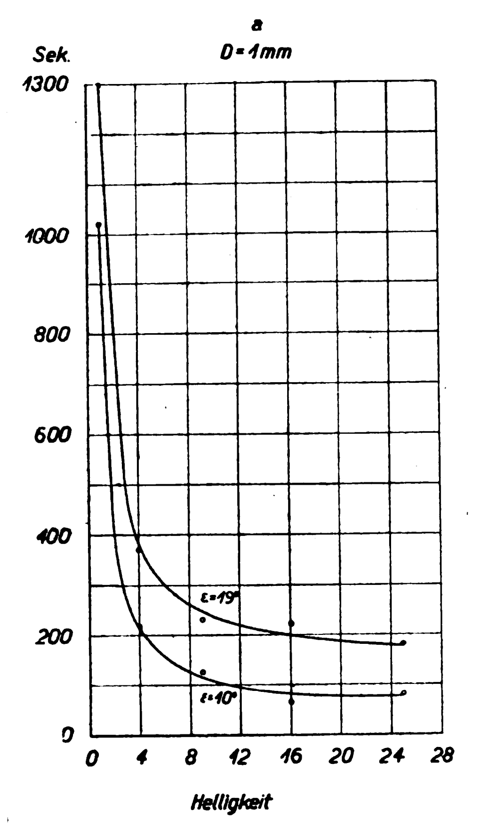


Fig. 4a.

Eine formelmäßige Darstellung des Fehlerwertes ist infolge der vielen schwer auszuschaltenden Einflüsse auf Grund des vorliegenden Versuchsmaterials noch nicht durchführbar. Immerhin läßt sich schon erkennen, daß bei zunehmender Gesichtsfeldgröße bei geringer Helligkeit die Fehlerabnahme nur bis zu 4 mm Durchmesser der Gesichtsfeldblende erfolgt und daß der Fehler dann wieder ansteigt.

Es ist zu vermuten, daß die höhere Lichtempfindlichkeit der außerhalb des gelben Fleckes gelegenen Netzhautteile mit geringerer Unterschiedsempfindlichkeit gepaart ist. Ferner zeigt sich bezüglich

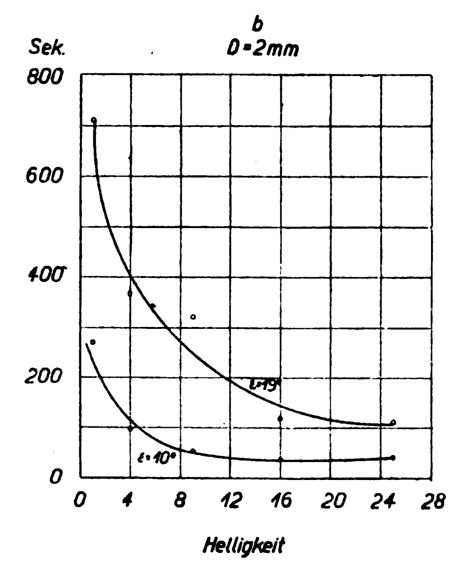


Fig. 4b.

der Helligkeit, daß für etwa 4 mm Durchmesser der Helligkeitsblende ein Minimum des Fehlerwertes auftritt, eine Tatsache, die auch aus den

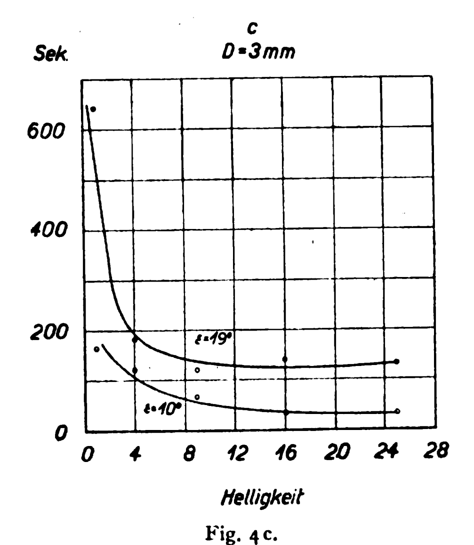


Fig. 4c.

vorher beschriebenen Versuchen andeutungsweise zu entnehmen ist. Welchen Einfluß die bei kleinen Blendendurchmessern zweifellos vorhandene Beugung verursacht, kann noch nicht festgestellt werden.

Ebensowenig ist eine Berechnung des Einflusses streng durchführbar, der durch die bei geneigten Strahlen auftretende Abweichung der

Polarisationsebene von der für alle Strahlen theoretisch zu fordernden Parallelität verursacht ist.

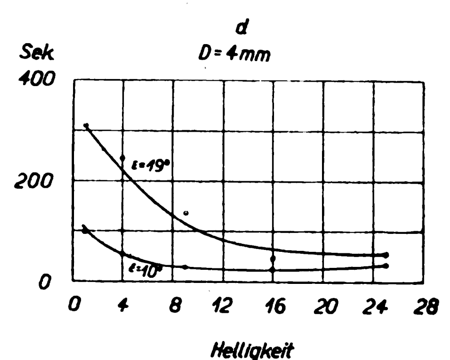


Fig. 4d.

Aus dem Versuchsergebnis geht aber deutlich hervor, daß die physiologischen Fehler für den Bau von Halbschattenapparaten Berücksichtigung finden müssen, wenn eine Höchstleistung erzielt werden soll. Eine Steigerung der Helligkeit der Vergleichsfelder durch Vergrößerung der Blendenöffnungen führt nicht unbedingt zu einer Steigerung der Genauigkeit. Die bisher gewählte Blendengröße von etwa 5 mm Durchmesser für die Polarisatorblende bei 4facher Vergrößerung des Beobachtungsfernrohres entspricht aber auch technisch etwa der Grenze, da bei größeren Durchmessern die wesentlich gesteigerten Kosten der Polarisationsprismen und ein größerer Bedarf an Untersuchungsflüssigkeit nachteilig einwirken. Bei kleinerer Flüssigkeitsmenge, wie sie für biologische Versuche häufig Bedingung ist, und dementsprechend kleineren Blenden, kann die Helligkeit der Lichtquelle entsprechend vergrößert werden. Eine Verkleinerung der Blende ergibt sich auch ohne Schaden für die Genauigkeit bei Apparaten geringerer Länge. Gegebenenfalls kann auch die Vergrößerung des Beobachtungsfernrohres bei gleichbleibendem Blendendurchmesser mit der Länge des Apparates abnehmen.

5. Verwendung der Interferenzen zur Längenmessung.

Für die Messung sehr geringer Dickendifferenzen werden des öfteren in der Praxis Interferenzstreifen benutzt, die gegenüber anderen Längenmeßverfahren den Vorteil größerer Meßgenauigkeit haben und, solange nur geringe absolute Dicken in Frage kommen, bei denen Interferenzstreifen auch bei nicht völlig monochromatischem Licht sichtbar sind, ohne umfangreiche Hilfsmittel erzielt werden können. Seit längerer Zeit werden Linsenflächen, Spiegel usw. mit Hilfe der Newtonschen Ringe geprüft.

Diese Kurven gleicher Dicke, die zwischen einer als Probefläche dienenden, auf anderem Wege geprüften und der zu untersuchenden Fläche entstehen, lassen als System von Schichtenlinien die Dicken der Luftschicht und ihre Abweichungen von der regelmäßigen Gestalt unmittelbar in Bruchteilen der Wellenlänge des Lichtes erkennen. Für die absolute Dickenmessung, die für die Auswertung von Endmassen in Frage kommt, werden neben den Kurven gleicher Dicke auch Kurven gleicher Neigung verwendet.[1]) Für beide Arten ist aber bezüglich der auf Beobachtungsfehler zurückzuführenden Abweichungen die Feststellung wichtig, daß die Streifen niemals vollkommen scharf begrenzt sind, daß also die Ermittelung des Ortes der Maxima und Minima nicht mit der gleichen Genauigkeit erfolgen kann, wie es bei Einstellung von scharf begrenzten Strichen oder Punkten möglich ist. Neben der Breite der Streifen ist die Intensitätsverteilung zwischen Maximum und Minimum von wesentlicher Bedeutung. Solange die Verteilung rein sinusförmig ist, wie es bei den Kurven gleicher Dicke und vollkommen homogenem Licht der Fall ist, kommt für die Sichtbarkeit der Interferenzen bei beliebigen Dicken der gleiche Wert in Frage. Beide Voraussetzungen werden aber nie erfüllt sein, da einerseits auch bei geringem Reflexionsvermögen der Flächen der Einfluß mehrfach reflektierter Strahlen nie ganz auszuschalten ist, andererseits aber die gebräuchlichen Lichtquellen stets eine endliche Breite der Spektrallinien aufweisen, was überdies wegen der erforderlichen Helligkeit notwendig ist. Unter Berücksichtigung mehrfach reflektierter Strahlen ergibt sich für die Intensitätsverteilung des reflektierten Interferenzphänomens

$$J = \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cdot \cos\beta}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cdot \cos\beta},$$

wobei r_1 und r_2 die Reflexionskoeffizienten darstellen und β als Funktion der Dicke und des Neigungswinkels in der Form gegeben ist:

$$\beta = \frac{4 \pi n d}{\lambda}.$$

Wie aus Fig. 5 ersichtlich, bei der in Abhängigkeit vom Gangunterschied β die Intensitäten für $r_1 = r_2 = 0{,}2$; $0{,}5$; $0{,}8$; und $0{,}9$ dargestellt sind, weicht die Intensitätsverteilung um so mehr von der Sinusform ab, je höher das Reflexionsvermögen ist. Je steiler aber der Abfall der Intensität ist, desto besser ist die Sichtbarkeit und die Ortsbestimmung der Streifen. Deshalb ist eine Erhöhung des Reflexionsvermögens erwünscht, die von Perot und Fabry durch halbdurchlässige Versilberung erreicht worden ist, während Lummer die Erhöhung des Reflexionsvermögens bei

[1]) Göpel, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **40**, 1920, S. 3—15.

den Interferenzen gleicher Neigung durch Vergrößerung des Einfallswinkels erzielte.

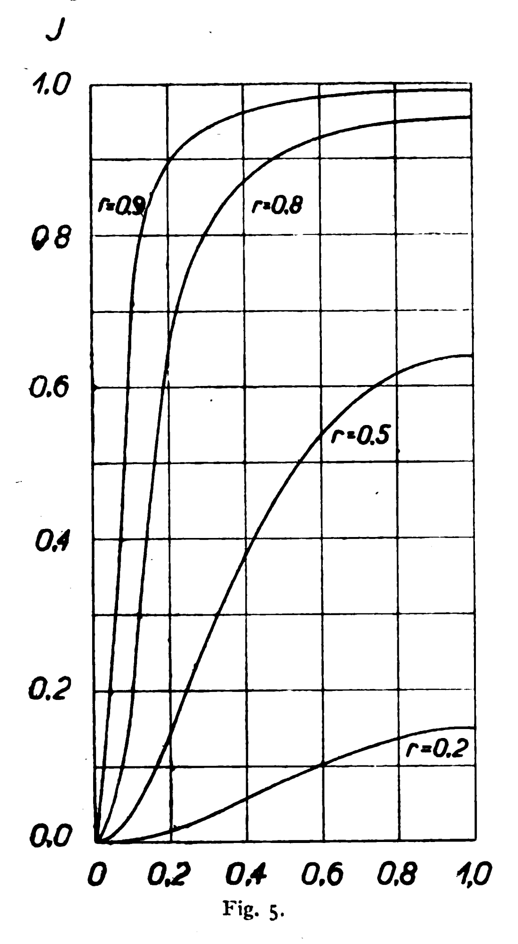


Fig. 5.

Aus den von Michelson angegebenen Werten für die Sichtbarkeit von Interferenzkurven, die durch den Ausdruck

$$V = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} + J_{min}}$$

definiert ist, geht hervor, daß für spektral gereinigtes grünes Quecksilberlicht ($\lambda = 546\ \mu\mu$) eine Breite von etwa $3{,}7 \cdot 10^{-4}\ \mu\mu$ anzunehmen ist. Wird der Dampfdruck größer, so kann natürlich die Breite der Spektrallinie wesentlich zunehmen. Immerhin wird eine mittlere Dicke von $10^{-2}\ \mu\mu$ kaum überschritten werden. Für die geringen in Betracht kommenden Dicken bei Differenzmessungen verändert ein derartiger Betrag noch nicht wesentlich die Sichtbarkeit. Unter Berücksichtigung der Linienbreite folgt nämlich für die Intensitätsverteilung der Wert

$$J = 4\,c\,a \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2\,r_1 r_2 \cos\beta + \left[(1 - r_1 r_2)^2 - (r_1 - r_2)^2\right]\left(1 - \frac{\sin 4\pi d a}{4\pi d a}\right)}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2\,r_1 r_2 \cos\beta},$$

wobei a die spektrale Breite der Lichtquelle bezeichnet. Erst bei sehr großer Dicke der Luftschicht kann der Einfluß des Korrektionsgliedes merkbar werden, wobei noch die Größe des Reflexionsvermögens mitspielt. Ist einer der Reflexionskoeffizienten nahezu gleich 1, so verschwindet das Korrektionsglied ebenfalls. Nimmt man für einen der Reflexionskoeffizienten den Wert $r_1 = 0{,}9$, während der Reflexionskoeffizient der zweiten Fläche zwischen 0,2 und 0,9 sich ändert (Fig. 6), so zeigt sich, daß in diesem Falle der Einfluß endlicher spektraler Breite noch mehr zurücktritt als bei gleichem Reflexionsvermögen, weil infolge der größeren Helligkeit der Minima auch bei $r_2 = 0{,}2$ das Korrektionsglied eine relativ kleine Änderung

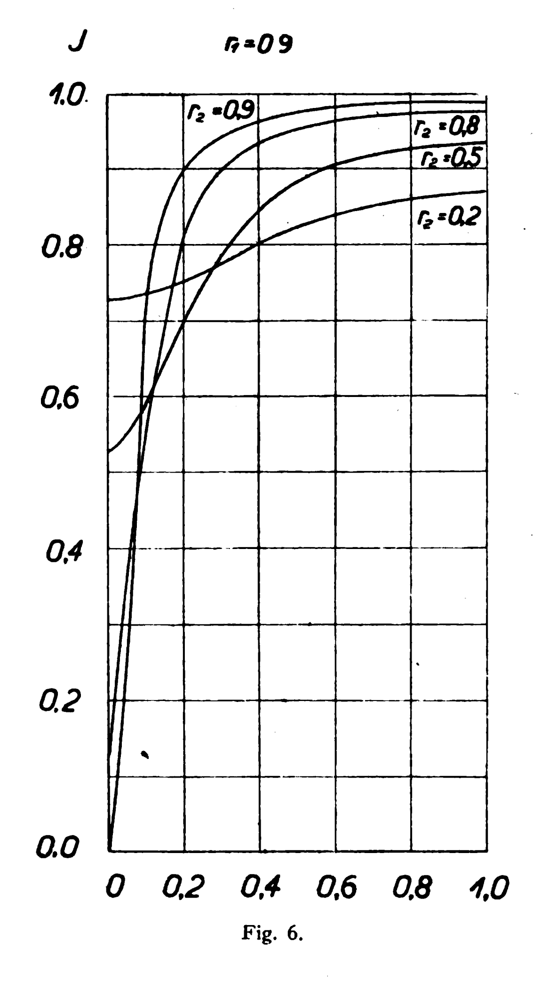


Fig. 6.

der Helligkeitsverteilung bewirkt. Die Einstellung des Maximums wird nun einen Fehler aufweisen, der einerseits durch die Größe der photometrischen Empfindlichkeit, andererseits durch die Intensitätsverteilung bedingt ist, und es folgt, daß im günstigsten Falle die Dicke auf etwa $^1/_{20}$ Wellenlänge ermittelt werden kann, wenn man annimmt, daß für den kontinuierlichen Übergang noch Unter-

schiede der Helligkeit von 5 % mit Sicherheit wahrzunehmen sind.

Hieraus würde folgen, daß der durch die physiologischen Eigenschaften des Auges bedingte Einstellungsfehler eine Genauigkeitsgrenze für Längenmessungen bedingt, die bei etwa 0,03 $\mu\mu$ zu suchen ist, die aber bei sinusförmiger Verteilung und geringer Intensität des reflektierten Lichtes zweifellos viel größer werden kann. Für einen Reflexionskoeffizienten $r_1 = 0,2$ würde, hinreichende Helligkeit vorausgesetzt, der Wert des Fehlers sogar auf 0,06 μ ansteigen. Ferner ist bei diesen Messungen vorausgesetzt, daß die Flächen, an denen die Reflexion stattfindet, so gut poliert sind, daß eine Überlagerung diffus reflektierten Lichtes nicht in Betracht kommt und daß auch störendes Nebenlicht von anderen Flächen, welches sich als allgemeine Helligkeit dem Interferenzphänomen überlagern würde, ausgeschlossen ist. Je größer die Helligkeit des Grundes ist, um so geringer wird die Einstellungsgenauigkeit.

Man wird wohl also unter Berücksichtigung sowohl der photometrischen Unterscheidungsgrenzen als auch der in den ersten Abschnitten angegebenen Grenze für die Größe der zu teilenden Intervalle die für die Beobachtung günstigsten Verhältnisse wählen müssen, wenn der angegebene Genauigkeitsgrad überhaupt erreicht werden soll. Eine Steigerung der Genauigkeit durch Benutzung eines Beobachtungsfernrohrs kann nur innerhalb gewisser Grenzen in Frage kommen, weil damit der relative Fehler der Breitenschätzung zwar abnimmt, andererseits aber die Intensitätsverteilung innerhalb der Interferenzstreifen nicht in gleichem Maße günstiger wird.

6. Erweiterung der Grenzen der Leistungsfähigkeit.

Es ist bereits bei der Ermittelung der Genauigkeit der Wage erwähnt, daß bei Verwendung einer Lupe zur Ablesung der Teilung der Fehler verkleinert werden kann, daß jedoch die Größe des Fehlers nicht mit wachsender Vergrößerung unbegrenzt abnimmt. Für die Lupe und gleicherweise für das Mikroskop ist es nachteilig, daß mit wachsender Vergrößerung der Abstand des Objektivs von der Teilung abnimmt und daß damit die direkte Beleuchtung undurchsichtiger Skalen auf Schwierigkeiten stößt. Bei streifender Beleuchtung aber werden sich alle Unregelmäßigkeiten der Teilung störend bemerkbar machen, und selbst bei Verwendung eines Vertikalilluminators, der übrigens bei starken Objektiven infolge teilweiser Abblendung des Objektivs nachteilig ist, werden nicht alle Bedingungen — vor allem die völlig diffuser Beleuchtung — voll erfüllt werden können.

Die höchste, bei Immersionssystemen noch anwendbare förderliche Gesamtvergrößerung eines Mikroskops ist mit etwa 1000 anzunehmen[1]), und es ergibt sich die kleinste noch optisch auflösbare Distanz d in der Form

$$d = \frac{\lambda}{2a} = 0,00016 \text{ mm},$$

wenn man $\lambda = 530\ \mu\mu$ und die numerische Apertur a des Mikroskops mit 1,6 annimmt. Da aus den Dorstschen Messungen zu entnehmen ist, daß die genaueste Schätzung für Intervalle von der Größe 4 mm in 250 mm Augenabstand eintritt, so müßte das entsprechende Teilungsintervall für das angenommene Mikroskop die Größe von 0,004 mm haben, und es dürfte die Strichdicke nicht über 0,4 μ betragen. Selbst in diesem günstigsten Falle ist die Ablesungsgenauigkeit nur etwa 0,6 μ, also im Vergleich zur Ablesungsgenauigkeit mit unbewaffnetem Auge nur eine Steigerung auf das Hundertfache bei 1000facher Vergrößerung, wobei noch die Helligkeitsabnahme gegen das direkt beobachtete Bild nicht berücksichtigt ist. Diese beträgt aber, abgesehen von den Reflexions- und Absorptionsverlusten, falls die Augenpupille mit 2 mm angenommen wird:

$$x : x_0 = \frac{\delta^2}{p^2} \cdot \frac{a^2}{V^2} = \left(\frac{250}{2} \cdot \frac{1,6}{1000}\right)^2 = \frac{1}{25}.$$

Hiermit wird also eine weitere Verringerung der Einstellungsgenauigkeit verknüpft sein. Im allgemeinen werden jedoch Immersionssysteme nicht Verwendung finden, auch wird die Vergrößerung den Wert 100 im allgemeinen nicht übersteigen. Die Dorstsche Formel ergibt bei 100facher Vergrößerung und günstigster Intervallgröße von 0,04 mm einen physiologischen Schätzungsfehler von 0,6 μ, zu dem noch infolge der Beugung ein Fehler von 0,26 μ hinzuzurechnen ist. Der Gesamtfehler würde also, günstigste Beleuchtung und Strichstärken von 1 μ vorausgesetzt,

$$0,6 + 0,26 + 1,0\ \mu = 1,9\ \mu$$

betragen und somit günstigsten Falles eine etwa 30mal größere Genauigkeit zu erreichen sein als bei unbewaffnetem Auge.

Die gleichen Überlegungen gelten auch für Beobachtungsfernrohre. Auch für diese ist der Strichabstand und die Strichstärke den günstigsten Intervallen entsprechend zu wählen. Wichtig ist noch für alle Arten von Beobachtungsinstrumenten, daß Parallaxenfehler ausgeschaltet werden. Einzelheiten anzugeben, würde zu weit führen, da je nach den optischen Eigenschaften, den Helligkeitsverhältnissen und den Beobachtungsbedingungen die Ermittelung der physiologischen Fehler mit besonderen Annahmen zu rechnen hat. Es läßt sich nur ganz allgemein aussagen, daß die Ge-

[1]) Drude, Lehrbuch der Optik. Leipzig 1906. S. 98.

nauigkeit keineswegs mit wachsender Vergrößerung der Beobachtungsinstrumente wächst, sondern in geringerem Maße, und daß die höchsterreichbare Ablesungsgenauigkeit für Mikroskope mit etwa 0,6 μ anzunehmen ist.

Zusammenfassung.

Es gibt sowohl für reine Längenmessungen als auch für photometrische Vergleiche eine Grenze der Genauigkeit, die durch die Beschaffenheit des Auges bedingt ist. Der physiologische Fehler übersteigt oft die mit den verwendeten Apparaten erreichbare Genauigkeit. Bei Interferenzmessungen ist sowohl die photometrische Empfindlichkeit als auch die Punktsehschärfe zu berücksichtigen. Für technische Längenmessungen ist als Grenze der Genauigkeit bei Interferenzmessungen der Wert 0,05 μ zu bezeichnen.

Bei Beobachtung mit Mikroskopen ist die höchsterreichbare Genauigkeit für Längenmessungen mit etwa 0,6 μ anzunehmen.

Eine erschöpfende Behandlung all dieser Fragen erfordert für jeden Fall eine genaue Kenntnis der Versuchsbedingungen. Bereits die flüchtige Betrachtung zeigt aber, daß der Einfluß des Auges bei den verschiedenen Meßmethoden so wesentlich ist, daß eine Erhöhung der Genauigkeit nur bei grundsätzlich verändertem Meßverfahren möglich ist. Da aber bei den in der Praxis erforderlichen Messungen es nicht immer möglich ist, durch umfangreiche Apparate die Arbeit des Auges auf ein Minimum zu beschränken, so sollte mehr als bisher auf die Größe der physiologischen Fehler Rücksicht genommen werden.

(Eingegangen am 7. April 1920.)

Ein absolutes Voltmeter für 250000 Volt Effektivspannung.

Von A. Palm.

Im Jahre 1913 wurde ich im Hochspannungslaboratorium von Hartmann & Braun A.-G. vor die Aufgabe gestellt, eine Normalspannungseinrichtung für Effektivspannungen bis 250000 Volt zu schaffen, die hauptsächlich der Eichung von Hochspannungsvoltmetern dienen soll. Es kamen nur Meßwiderstände oder ein absolutes elektrostatisches Voltmeter in Frage. Ich entschied mich für letzteres, nachdem Vorversuche gezeigt hatten, daß die schwierigste Frage, die der Isolation, durch Verwendung komprimierter Gase zu lösen sei. Es wurde Stickstoff von 12 Atm. Druck verwendet. Seine Durchschlagsfestigkeit beträgt nach Petersen[1]) bei 10 Atm. 240 Kilovolt (eff.) pro cm, also schon mehr als doppelt so viel wie die Durchschlagsfestigkeit des besten Transformatorenöles. Stickstoff hat vor Öl noch folgende Vorteile. Durch einen Spannungsüberschlag im Instrument wird das Isoliermittel Stickstoff nicht verschlechtert, sondern, wie die Erfahrung lehrte, verbessert. Seine Dielektrizitätskonstante ist nahezu 1. Da Sauerstoff ganz fehlt, bildet sich kein Ozon und auch keine starke Brandstelle am Fuße des Überschlagfunkens. Öl würde die Bewegung des Meßsystems unzulässig stark dämpfen.

[1]) Petersen, Hochspannungstechnik. S. 48.

Für den Bau eines absoluten elektrostatischen Voltmeters lagen gewisse Erfahrungen vor: Thomson-Schutzring-Elektrometer und für hohe Spannungen ein Instrument von Tschernyscheff[1]) für 130000 Volt effektiv, letzteres unter Verwendung von Luft bei 10 Atm. Druck.

Theoretische Grundlagen.

Die getroffene Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Sie besteht aus einer doppelten Spannung-Stromwage mit dem Wagebalken $A\,O\,B$, der in O um eine zur Papierebene senkrecht stehende Achse drehbar gelagert ist. Die Anordnung ist symmetrisch zu Achse O, ihre linken Teile sind mit dem Index 1, ihre rechten mit dem Index 2 bezeichnet. Im Abstand a_1 und a_2 von O sind Spannungsplatten vom Durchmesser d_1 und d_2 an dem Wagebalken befestigt (im Schema im Schnitt gesehen). Sie sind von Schutzringen umgeben, welche mit den beweglichen Spannungsplatten in einer Ebene stehen und leitend mit ihnen verbunden sind. Im Abstand e_1 und e_2 von den beweglichen Spannungsplatten sind die festen Spannungsplatten aufgestellt. Zwischen festen und beweglichen Spannungsplatten bestehe die Potentialdifferenz V_1 bzw. V_2. Im Abstand b_1 und b_2 sind am Wagebalken die beweglichen Stromspulen (Fig. 1 kleine Spulen) befestigt, welche in feste Spulen (Fig. 1 große Spulen) tauchen. Die vier Stromspulen werden in Serie von einem Gleichstrom J durchflossen.

[1]) Physik. Zeitschr. 11, 1910, S. 445.

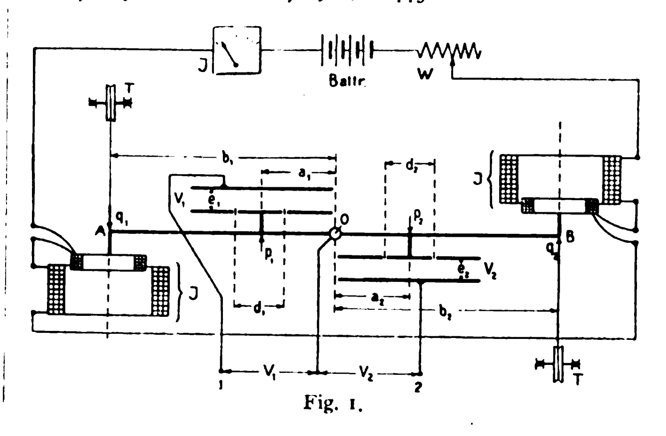


Fig. 1.

Das durch die beweglichen Spannungsplatten am Wagebalken hervorgerufene Drehmoment ist proportional dem Quadrat der angelegten Spannung V. Das Drehmoment der Stromspulen ist, wie bei jedem Elektrodynamometer, proportional dem Quadrat ihres Stromes J. Es ist also beim Gleichgewicht des Wagebalkens die zu messende Spannung V proportional dem Kompensationsstrom J. Mißt man den Strom J mit einem Drehspulamperemeter, dessen Ausschlag α proportional dem Strom J ist, so ist es durch geeignete Wahl der Konstanten möglich, dieses Amperemeter mit einer Voltskala zu versehen, so daß $V = \alpha$ wird. Das Instrument gibt dann den Effektivwert der angelegten Spannung an, unabhängig von Frequenz und Kurvenform.

Die entstehenden Drehmomente sind folgende:

Spannungsdrehmoment M_V. Nach Drude[1]) ist die zwischen zwei Platten mit Schutzring wirkende Kraft p

$$p = \frac{k\,\pi/4\,d^2}{8\,\pi\,e^2} \cdot V^2 \text{ Dyn},$$

k = Dielektrizitätskonstante,
d = Durchmesser der beweglichen Spannungsplatte in cm,
e = Abstand der Spannungsplatten in cm,
V = Potentialdifferenz in elektrostat. Einh.

Somit wird das Spannungsdrehmoment einer Seite der Doppelwage z. B. der linken mit dem Hebelarm a_1 cm

$$p_1 a_1 = \frac{k\,a_1}{m} \cdot \frac{d_1^2}{e_1^2} \cdot V_1^2 \text{ cmgr},$$

wo $m = 2825.28$, wenn V_1 in Kilovolt eingesetzt wird. Das ganze Spannungsdrehmoment M_V ist dann:

$$\left.\begin{aligned} M_V &= p_1 a_1 + p_2 a_2 \\ &= \frac{k}{m}\left(a_1 \cdot \frac{d_1^2}{e_1^2} \cdot V_1^2 + a_2 \frac{d_2^2}{e_2^2} V_2^2\right) \text{cmgr.} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Stromdrehmoment M_J. Es ist die Kraft q, mit welcher eine bewegliche Spule in eine feste Spule (ohne Eisen) hineingezogen wird, wenn beide in Serie vom Strom J durchflossen werden:

$$q = n \cdot J^2,$$

wo n eine Konstante bedeutet. Das gesamte Stromdrehmoment ergibt sich somit an Hand der Fig. 1 zu

$$M_J = q_1 \cdot b_1 + q_2 \cdot b_2 = (n_1 b_1 + n_2 b_2) J^2 = s J^2 \text{ cmgr}. \quad (2)$$

Die Konstante s wurde durch eine Gewichtseichung bestimmt: An den Enden $A\,B$ des Wagebalkens (Fig. 1) wurden feine Seidenfäden befestigt, über Rollen T nach unten geleitet und an den unteren Enden Gewichte von je $g/2$ Gramm befestigt und durch Regulierung des jetzt mit i bezeichneten Stromes der Wagebalken ins Gleichgewicht gebracht. Es ist dann das Gewichtsdrehmoment M_g gleich dem Stromdrehmoment M_i:

$$M_g = g/2 \cdot (b_1 + b_2) = s \cdot i^2$$

oder

$$s = \frac{g}{i^2} \cdot \frac{b_1 + b_2}{2}.$$

Dies in Gleichung (2):

$$M_J = \frac{g}{i^2} \cdot \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot J^2. \quad (3)$$

Hierbei ist zu beachten, daß g/i^2 eine Konstante ist.

Spannungs-Stromgleichgewicht. Wird bei der Spannungsmessung das Gleichgewicht am Wagebalken durch Regulierung des Stromes J oder der Spannung V hergestellt, so ist $M_V = M_J$.

Mit (1) und (3):

$$\frac{k}{m}\left(a_1 \cdot \frac{d_1^2}{e_1^2} V_1^2 + a_2 \frac{d_2^2}{e_2^2} V_2^2\right) = \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot \frac{g}{i^2} \cdot J^2. \quad (4)$$

In dieser Gleichung sind V_1 und V_2 die Unbekannten, alle anderen Größen sind bekannt bzw. durch Längen-, Gewichts- oder Strommessungen bestimmbar. Es sei zunächst:

$$\left.\begin{aligned} a_1 = a_2 = a; \quad b_1 = b_2 = b; \\ d_1 = d_2 = d; \quad e_1 = e_2 = e. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Diese Gleichheit der Hauptabmessungen rechts und links vom Drehpunkt des Wagebalkens wurde bei der Ausführung nach Möglichkeit angestrebt. Der Einfluß von Ungenauigkeiten soll weiter unten untersucht werden. Mit (5) wird (4):

$$\frac{k \cdot a \cdot d^2}{m \cdot e^2}\,(V_1^2 + V_2^2) = \frac{b}{i^2} \cdot g \cdot J^2,$$

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{\frac{m}{k} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{g}{i^2}} \cdot \frac{e}{d} \cdot J. \quad (6)$$

Der Ausdruck rechts vor J ist eine Konstante, und ich setze willkürlich

$$\sqrt{\frac{m}{k} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{g}{i^2}} \cdot \frac{e}{d} = \sqrt{2} \cdot C; \quad (6a)$$

damit wird (6):

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{2} \cdot C \cdot J. \quad (7)$$

Bei der Doppelwage gibt es drei Schaltungsmöglichkeiten für die beiden absoluten Voltmeter zwischen den in Fig. 1 gezeichneten Spannungsklemmen 1—0—2:

1. Einzelschaltung. Die ganze Spannung V liegt an einer Seite, z. B. zwischen den Klemmen 1—0, die andere Seite (0—2) ist kurz geschlossen. Dann ist

$$V_1 = V; \quad V_2 = 0 \quad \text{bzw.} \quad V_2 = V; \quad V_1 = 0.$$

[1]) Drude, Physik des Äthers, 2. Aufl. S. 67.

Dies in Gleichung (7) gibt

$$V = \sqrt{2} \cdot C \cdot J. \qquad (8)$$

2. Parallelschaltung. D. h. ein Spannungspol an der Spannungsklemme 0, der andere an den verbundenen Klemmen 1 und 2. Dann ist

$$V_1 = V_2 = V,$$

dies in (7) gibt

$$\sqrt{2 \cdot V^2} = \sqrt{2} \cdot C \cdot J$$

oder

$$V = C \cdot J. \qquad (9)$$

3. Serienschaltung. D. h. ganze Spannung V zwischen Klemmen 1 und 2. Klemme 0 sei mit Erde verbunden. Dann ist

$$V_1 + V_2 = V.$$

Hier sind zwei Fälle zu unterscheiden:

a) $$V_1 = V_2 = V/2;$$

dies in (7) gibt

$$\sqrt{2 \cdot \left(\frac{V}{2}\right)^2} = \sqrt{2} \cdot C \cdot J$$

oder

$$V = 2 \cdot C \cdot J. \qquad (10)$$

b) V_1 ungleich V_2.

Es sei x die prozentische Abweichung von V_1 bzw. V_2 gegen $V'/2$, wo V' zum Unterschied gegen V im Fall a) wieder die Gesamtspannung $V_1 + V_2 = V'$ bedeutet. Dann ist

$$V_1 = \frac{V'}{2}(1 + x); \qquad V_2 = \frac{V'}{2}(1 - x), \qquad (11)$$

wobei

$$-1 < x < +1.$$

Gleichung (11) in (7):

$$\sqrt{\left(\frac{V'}{2}\right)^2 (1 + x)^2 + \left(\frac{V'}{2}\right)^2 (1 - x)^2} = \sqrt{2} \cdot C \cdot J.$$

Hieraus

$$V' = \frac{2}{\sqrt{1 + x^2}} \cdot C \cdot J. \qquad (12)$$

Für $x = 0$, d. h. $V_1 = V_2$, geht (12) in (10) über, für $x = \pm 1$, d. h. V_1 oder $V_2 = 0$, V_2 oder $V_1 = V'$, geht (12) in (8) über. Für alle zwischenliegenden Werte läßt sich der Quotient $2/\sqrt{1 + x^2}$ der Gleichung (12) in folgender Weise bestimmen: Aus den beiden Gleichungen (11) ergibt sich durch Division

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 + x}{1 - x} \quad \text{oder} \quad x = \frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2}. \qquad (13)$$

Ob x in (13) positiv oder negativ wird, ist gleichgültig, da in (12) nur x^2 vorkommt.

Die Teilspannungen V_1 und V_2 lassen sich nach vorstehender Ziffer 1) oder 2) messen. Dabei ist es nicht notwendig, für jeden Meßwert die Teilspannungen zu bestimmen; es genügt, dies zur Berechnung des Quotienten $2/\sqrt{1 + x^2}$ für eine getroffene Meßanordnung einmal und bei niedriger Spannung zu tun. Es soll später gezeigt werden, daß auch bei ziemlich großer Ungleichheit von V_1 gegen V_2 $x = 0$ gesetzt werden kann, d. h. Gleichung (10) ihre Gültigkeit mit großer Annäherung behält.

Mechanische Ausführung.

Das eigentliche Meßinstrument ist in ein dickwandiges Bronzegefäß eingebaut. Fig. 2a zeigt die Vorderansicht, Fig. 2b die Seitenansicht und Fig. 2c einen horizontalen Mittelschnitt. Das Gefäß G besitzt in der Mitte einen rechteckigen Kasten zur Aufnahme der Spannungs-Stromwage. Oben und unten ist der Kasten durch kräftige Platten abgeschlossen. Die obere Platte trägt ein Manometer, den Gaseinlaß und einen kleinen Dom mit einer Einschauöffnung, welche die Spiegeleinrichtung sehen läßt und durch eine dicke Glasscheibe drucksicher abgeschlossen ist. An der unteren Abschlußplatte befinden sich die Stromzuführungen zu den festen und den beweglichen Stromspulen und eine Indexkorrektion. Zu beiden Seiten des Mittelteiles sind zylindrische Stutzen ausgebildet, deren mathematische Achsen um den Betrag a (Fig. 1) gegen die Mitte O versetzt sind. Diese Stutzen werden durch Deckel Q (vgl. Fig. 3) abgeschlossen, welche gleichzeitig als Flansch für die Durchführungsisolatoren dienen. Letztere sind in Fig. 2a und 2c abgebrochen bezeichnet. Zur Versteifung des Gehäuses sind kräftige Rippen angebracht. Das fertige Instrument wurde mit 20 Atm. Innendruck geprüft.

Fig. 2c zeigt auch einen Schnitt durch die Spannungs-Stromwage. O ist wieder der Drehpunkt für die Drehachse des Wagebalkens, welcher die beweglichen Spannungsplatten P_2 und die beweglichen Stromspulen S_2 trägt. Die Schutzringe sind mit P_1, die festen Spannungsplatten mit P_3 bezeichnet. Auf dem eigentlichen Instrumentkörper M sind noch die festen Stromspulen S_1 montiert, von deren Rückseite ein Kolben D in einen an den beweglichen Spulen befestigten dünnwandigen Zylinder hineinragt. Kolben und Zylinder haben die Aufgabe, die Bewegung des Wagebalkens zu dämpfen.

Einer der Durchführungsisolatoren ist in Fig. 3 im Längsschnitt gezeichnet. Er ist links vom Deckel Q aus vier, rechts, im Druckgefäß, aus einem Porzellanelement aufgebaut. Die Porzellanelemente werden unter Zwischenlage von Dichtungsscheiben mit dem Durchführungsbolzen B sehr kräftig zusammengezogen. Der Innenraum des Isolators steht mit dem Druckgefäß durch Bohrungen in Verbindung und füllt sich daher ebenfalls

mit komprimiertem Gas. Rechts ist auf der Unterlagscheibe der Bolzenmutter ist die Spannungsplatte P_3 montiert; eine besondere Einrichtung gestattet, sie genau parallel und in den gewünschten Abstand vom Schutzring bzw. der beweglichen Spannungsplatte zu stellen. An der Stelle höchster elektrischer Beanspruchung, d. h. dort, wo der Bolzen *B* durch den Deckel *Q* hindurchtritt, ist mit letzterem leitend verbunden ein Rohr *R* eingesetzt. Dadurch werden in bekannter Weise die unter hoher Spannung bei *A* auftretenden Entladungen unterdrückt. Die Radien von *B* und *R* sind so gewählt, daß ein Spannungsüberschlag sicher hier und nicht an den empfindlichen Spannungsplatten des Meßinstrumentes erfolgt. Diese Isolatoren haben sich trotz der etwas veralteten Rillung sehr gut bewährt und als vollständig gasdicht erwiesen.

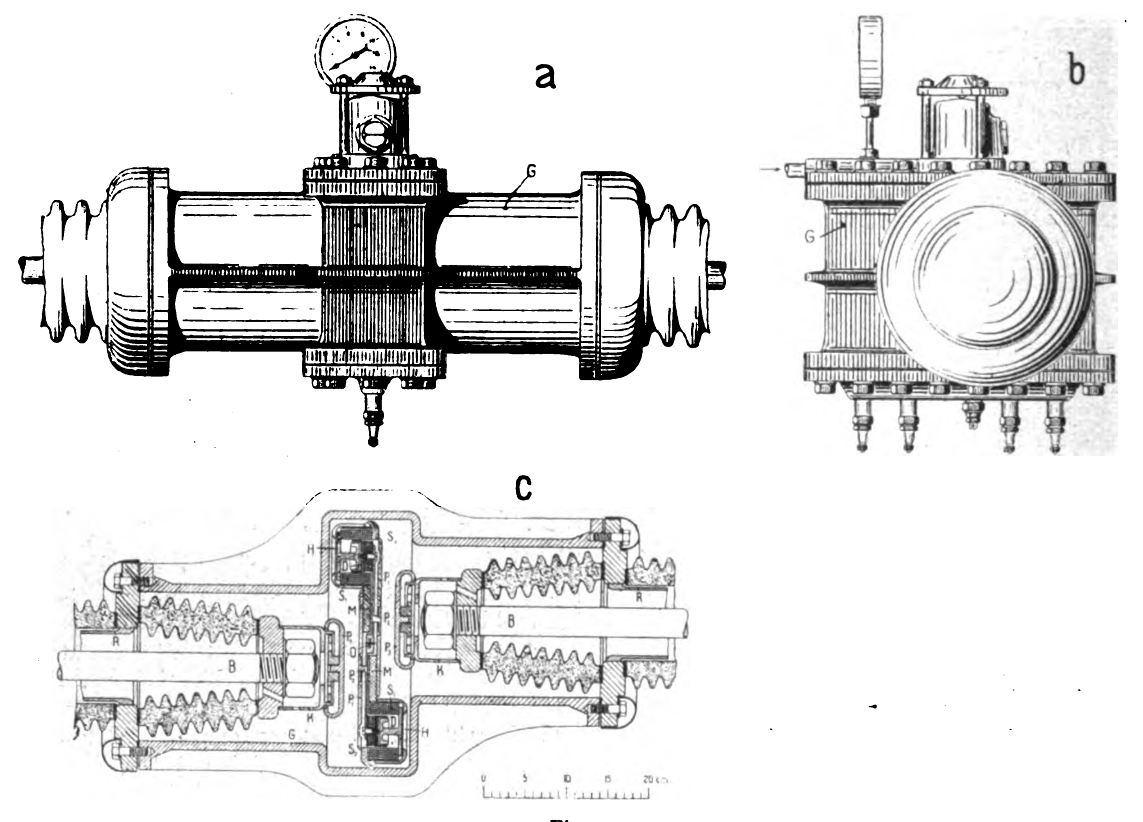


Fig. 2.

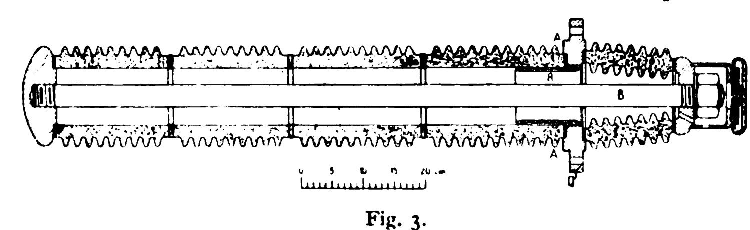


Fig. 3.

Die Ansicht des inneren Meßinstrumentes zeigt Fig. 4. Auf der rechteckigen unteren Abschlußplatte des Druckgehäuses ist der Instrumentkörper *M* montiert. Auf dem Körper *M* befindet sich der Schutzring P_1, durch den die bewegliche Spannungsplatte P_2 hindurchtritt. Das links befindliche längliche Gehäuse schützt die Stromspule gegen Spannungsfelder und hält den Körper *M* auf der Grundplatte fest. Auf der Rückseite des Körpers *M* befindet sich dieselbe Einrichtung. Nach oben ragt in Fig. 4 die Spiegeleinrichtung hervor. Der untere der beiden sichtbaren Spiegel steht mit dem Wagebalken in Verbindung und zeigt die Stellung der Platten P_2 und das Gleichgewicht am Wagebalken an. Der obere Spiegel ist am Instrumentkörper *M* montiert und kann durch eine geeignete Einrichtung parallel zum unteren beweglichen Spiegel eingestellt werden. Betrachtet man mit dem Fernrohr eine senkrechte Linie durch beide Spiegel, so kann sie nur als eine gerade Linie erscheinen, wenn beide Spiegel vollständig parallel stehen. Das Gleichgewicht am Wagebalken und die richtige Lage der beweglichen Spannungsplatten wird also durch Betrachtung eines Striches eingestellt. Die

Verwendung des Doppelspiegels hat den Vorteil, daß sich die richtige Nullstellung des Instrumentes auch nach seiner Montage in das schwere Gehäuse jederzeit kontrollieren läßt, unabhängig von einer etwaigen Platzveränderung des Fernrohres und der an ihm befestigten Strichmarke.

In Fig. 5 ist die Inneneinrichtung des Instrumentes zu sehen. Auf dem hellen Wagebalken sind die beweglichen Spannungsplatten P_2 einstellbar montiert, links ist die bewegliche Stromspule mit dem Dämpferzylinder zu sehen. Bei F sind Plattfedern aus Phosphorbronze zwischen Metallbacken eingespannt, die dem Instrument die Richtkraft geben und gleichzeitig als Drehachse dienen. Der untere, rechte Klemmbacken ist koaxial zur Drehachse des Wagebalkens für sich drehbar gelagert und kann durch eine nach außen ragende Welle mit Hilfe eines exzentrischen Stiftes als Nullpunktseinstellung gehandhabt werden. Die Stromzuführung zu den beweglichen Spulen kommt von rechts unten über Silberbänder zum Wagebalken; die Zuführung zu den festen Stromspulen, die in Fig. 5 abgenommen sind, kommt von links unten. Es sind noch Exzenter E zu sehen, die zur sorgfältigen Zentrierung der Schutzringe zu den beweglichen Spannungsplatten dienen.

Die ganze Hochspannungsmeßeinrichtung zeigt Fig. 6. Das absolute Voltmeter ruht mit seinem Gehäuse in einem kräftigen Holzbock auf einer Tischplatte, die von vier großen Porzellanisolatoren getragen wird. Unter diesem Meßtisch hängt die Stickstoffvorratsflasche. Ihr wird das Gas über ein Reduktionsventil entnommen und vor dem Eintritt in das Instrumentgehäuse in einem an der rechten Ecke des Meßtisches aufgestellten Topf mit Phosphorsäureanhydrit getrocknet. Vor dem Voltmeter steht auf dem Meßtisch eine Akkumulatorenbatterie B zur Speisung der Stromspulen. Das Amperemeter — ein liegendes Präzisionsinstrument mit Kilovolteinteilung — ist in dem würfelförmigen Kasten bei J untergebracht. Es wird mit dem links im Bilde vor der Säule aufgestellten, um eine Achse A drehbar gelagerten Fernrohr über den schräggestellten Spiegel S abgelesen. Dieser ebenfalls im Hochspannungslaboratorium von Hartmann & Braun A.-G. ausgebildete Apparat[1]) gestattet eine sehr genaue Fernablesung des im Hochspannungsbereich befindlichen Amperemeters. Bei W sind die Regulierwiderstände des Stromkreises (vgl. Fig. 1) und ein Schalter untergebracht. Sie werden durch Isolierstangen von dem links von der linken Säule befindlichen Stand des Beobachters betätigt. Dort sind die Isolierstangen zum Schutze des Beobachters mit geerdeten Metallmanschetten versehen. Sämtliche den Meßstrom J führenden Teile sind zum

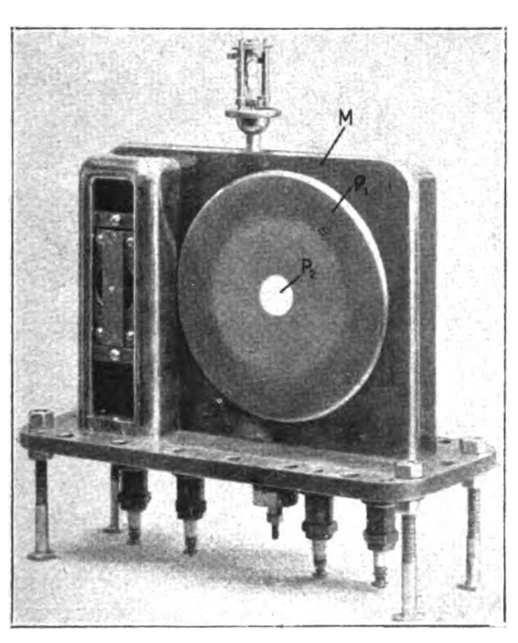


Fig. 4.

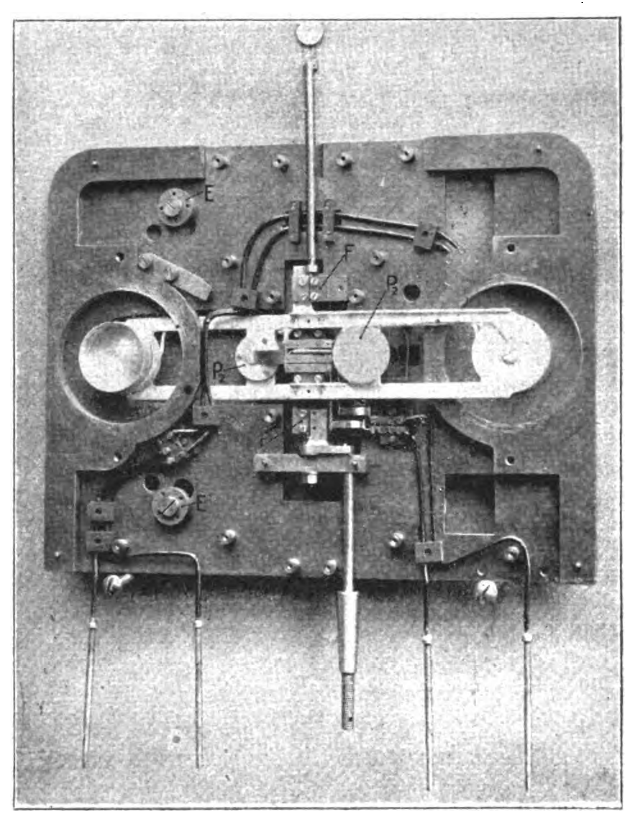


Fig. 5.

[1]) Z. E. T. **24**, 470 (1920).

Schutze gegen elektrische Felder in Gehäuse oder Röhren von Metall eingebettet. Diese Schutzkörper, die Gasvorratsflasche, der Trockentopf und ein Punkt der den Strom J führenden Leitung sind mit dem Gehäuse des Voltmeters leitend verbunden.

Zur Einstellung des Gleichgewichtes am Wagebalken mit dem beschriebenen Doppelspiegel (Fig. 4) ist hinter der linken Säule (Fig. 6) ein zweites Fernrohr mit einer beleuchteten Strichmarke aufgestellt; letztere ist nicht sichtbar.

Die Spannungsmessung geht in folgender Weise vor sich: Der Beobachter steht links von der linken Säule (Fig. 6) mit Blick nach dem Voltmeter. Neben ihm steht eine in Fig. 6 nicht sichtbare Einrichtung zur Regulierung der Hochspannung, z. B. ein Regulierwiderstand im Erregerstromkreis des Wechselstromgenerators. Soll eine bestimmte Spannung eingestellt werden, so stellt der Beobachter mit dem rechten Fernrohr und den darunter befindlichen Regulierstangen am Amperemeter J den gewünschten Spannungswert ein und reguliert dann die Hochspannung, durch das rechte Fernrohr schauend, bis zum Gleichgewicht des Wagebalkens. Soll eine unbekannte Spannung, z. B. eine Überschlagspannung, gemessen werden, so reguliert der Beobachter mit der einen Hand die Hochspannung langsam herauf, mit der anderen Hand den Strom J, so daß er immer möglichst Gleichgewicht an der Wage beobachtet. Erfolgt der Überschlag, so wird zwar durch das Sinken der Spannung das Gleichgewicht am Wagebalken gestört, die Stellung des Amperemeters gibt jedoch noch den Spannungswert unmittelbar vor dem Überschlag an. Bei zahlreichen Spannungsmessungen hat sich diese Einstell- und Ablesevorrichtung sehr gut bewährt.

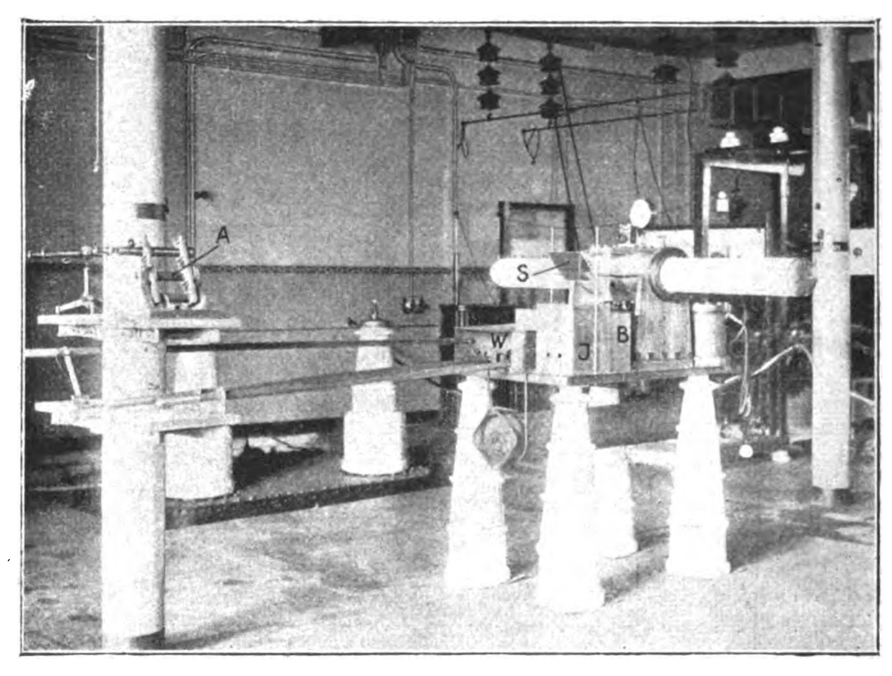


Fig. 6.

Genauigkeit und Eichung.

Da der Vergleich der Angaben dieses Voltmeters mit irgendeinem Normalinstrument nicht möglich ist, so ist es zur Beurteilung seiner Genauigkeit notwendig, Rechenschaft abzulegen über etwaige Fehler bei der Eichung und bei der Spannungsmessung, ihren Einfluß auf das Meßresultat oder ihre Beseitigung. Die Fehlerquellen sind sehr zahlreich und lassen sich in die folgende vier Gruppen zusammenfassen:

1. Fremde elektrische und magnetische Felder. Einfluß großer Verschiebung auf die Dielektrizitätskonstante.

Die beweglichen Stromspulen sind astatisch geschaltet. Beim Einschalten der beweglichen Stromspulen allein zeigt sich dennoch ein, wenn auch sehr kleiner Restausschlag des Wagebalkens. Sein Einfluß wurde dadurch eliminiert, daß die Gewichtseichung genau in derselben Stellung des Instrumentes und bei derselben Stromrichtung vorgenommen wurde, bei der auch die Spannungsmessungen erfolgen. Durch diese Maßnahme ist auch der Einfluß der verwendeten Eisenbolzen und Schrauben der Gasflasche usw. eliminiert. Die

stählerne Gasflasche wird für genaue Messungen vorher entmagnetisiert.

Fremde elektrische Felder sind ohne Einfluß auf die Messung, da das Voltmeter in einem geschlossenen Metallgehäuse eingebaut ist. Der Wagebalken und seine Stromspulen sind ebenfalls metallisch abgeschlossen bis auf die beweglichen Spannungsplatten P_2 Fig. 4.

Es ist zu untersuchen, ob die Dielektrizitätskonstante k sich nicht mit wachsender Verschiebung (Beanspruchung des Dielektrikums in Volt/cm) ändert. Dies ist zwar nicht wahrscheinlich, doch sind mir diesbezügliche Messungen nicht bekannt. Ich habe eine Reihe von Spannungen zwischen 90 und 120 Kilovolt einmal in Parallelschaltungen und einmal in Serienschaltungen des absoluten Voltmeters gemessen. In Parallelschaltungen ist die Verschiebung zwischen den Spannungsplatten doppelt so groß wie in Serienschaltung. Die Werte der beiden Spannungsreihen stimmen sehr gut überein (auf ca. $\pm 2\,^0/_{00}$) und zeigen keine Abweichungen in bestimmter Richtung. Es kann also hier Unabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von dem Betrag der Verschiebung angenommen werden.

2. Temperatur, mechanische Ausdehnung des Druckgefäßes.

Temperaturänderungen, die im Laboratorium an sich nicht groß sind, fallen bei der Bildung der Koeffizienten der Längen a und b in (6a) heraus, da das gleiche Material für beide Hebelarme verwendet ist. Für den Quotienten e/d ergab eine sorgfältige Berechnung, deren Wiedergabe hier zu weit führen würde, für eine Temperaturzunahme von 10^0 eine Abnahme von nur $0{,}13\,^0/_{00}$, also vernachlässigbar wenig.

Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten des Stickstoffes von der Temperatur kann bei den im Laboratorium vorkommenden Temperaturschwankungen ebenfalls vernachlässigt werden: Nach einer Arbeit von Rigger[1]) ändert sich die Dielektrizitätskonstante von Luft bei einer Änderung von Zimmertemperatur auf $-185{,}5^0$ nur um ca. $1{,}3\,^0/_{00}$. Da die Dielektrizitätskonstante k des Stickstoffes — Messungen ihrer Temperaturabhängigkeit sind mir nicht bekannt — sehr nahezu gleich dem der Luft ist und k in (6a) unter der Wurzel steht, ist ein durch Temperaturschwankungen im Laboratorium eintretender Fehler sicher kleiner als $0{,}1\,^0/_{00}$.

Das zugehörige Amperemeter besitzt in seiner Konstruktion eine sehr vollkommene Temperaturkompensation.

Der Abstand e der Spannungsplatten (s. Fig. 1) wurde bei offenem Gefäß, also ohne inneren Überdruck eingestellt und gemessen. Um zu untersuchen, ob bei Erhöhung des Innendruckes auf 12 Atm. eine Längenänderung der Gefäßlängsachse eintritt, die den Plattenabstand e ändern würde, habe ich bei frei in seiner Mitte aufgestelltem Instrument an den Isolatorenenden Marken angebracht und diese durch ein Mikroskop mit Okularmikrometer betrachtet. Dabei ergab sich, daß bei einer Änderung des Innendruckes von 1 auf 12 Atm. die Längenänderung des starkwandigen Gefäßes sicher kleiner ist als 0,001 mm, also für $e = 18$ mm vernachlässigt werden kann.

3. Ungleichheit der in Fig. 1 mit Index 1 und Index 2 bezeichneten Größen.

In (5) wurde die Annahme gemacht, daß $a_1 = a_2$, $b_1 = b_2$ usw. sei. Zur Untersuchung des Einflusses einer Ungleichheit der Größen 1 und 2 setze ich willkürlich

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= a(1+\varrho); & a_2 &= a(1-\varrho) \\ b_1 &= b(1+\varrho); & b_2 &= b(1-\varrho) \\ d_1 &= d(1+\varrho); & d_2 &= d(1-\varrho) \\ e_1 &= e(1-\varrho); & e_2 &= e(1+\varrho), \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

wo $-1 < \varrho < +1$. Es ist ϱ wieder die prozentische Abweichung der tatsächlichen Größe von der gemessenen. Alle acht Größen sind Längen, welche mit derselben Meßeinrichtung gemessen wurden; es ist deshalb auch derselbe prozentische Meßfehler ϱ als Höchstfehler angenommen. Mit (14) und (11) wird (4), wenn die Gesamtspannung V zur Unterscheidung hier mit V'' bezeichnet wird:

$$\left.\begin{aligned} \frac{k}{m} \cdot \left(\frac{V''}{2}\right)^2 \cdot a \cdot \frac{d^2}{e^2} \Bigg[& \frac{(1+x)^2 \cdot (1+\varrho)^3}{(1-\varrho)^2} \\ & + \frac{(1-x)^2 \cdot (1-\varrho)^3}{(1+\varrho)^2} \Bigg] = b \cdot \frac{g}{i^2} J^2 \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

rechts bei b fällt beim Einsatz von (14) ϱ heraus. Die Operationszeichen von x und ϱ wurden in (11) und (14) so gewählt, daß die Quotienten in der Klammer links in (15) möglichst groß werden, also der ungünstigste Fall eintritt. Da ϱ von der Größenordnung $^1/_{1000}$, also klein gegen 1 ist, schreibe ich (15)

$$\begin{aligned} \frac{k}{m} \cdot \left(\frac{V''}{1}\right)^2 \cdot a \cdot \frac{d^2}{e^2} [& (1+x)^2(1+5\varrho) \\ & + (1-x)^2(1-5\varrho)] = b \cdot \frac{g}{i^2} J^2. \end{aligned}$$

$$V'' = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+10\varrho x + x^2}} \cdot \sqrt{\frac{m}{k} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{g}{i^2} \cdot \frac{e}{d}} \cdot J$$

mit (6a)

$$V'' = \frac{2}{\sqrt{1+10\varrho x + x^2}} \cdot C \cdot J. \tag{16}$$

[1]) Ann. d. Phys. **59** (4), 1919, S. 756.

Der Einfluß der Größe $10\,\varrho$ läßt sich durch eine Messung feststellen: In der auf Seite 138 beschriebenen Einzelschaltung gilt, wie schon gezeigt, (12) mit $x = \pm 1$ und ebenso (16). Gleichung (16) berücksichtigt den Einfluß der Ungleichheit der Längenmaße mit dem Index 1 und 2. Für die linke Spannung V_1 (vgl. Fig. 1) setze ich $x = +1$ und für die rechte Spannung V_2 setze ich $x = -1$. Dies in (16) gibt die beiden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \frac{2}{\sqrt{2 + 10\,\varrho}} \cdot C \cdot J; \\ V_2 &= \frac{2}{\sqrt{2 - 10\,\varrho}} \cdot C \cdot J, \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

also verschiedene Werte, wenn ϱ nicht sehr klein ist. Es wurde nun mit einem zweiten Voltmesser für 110 Kilovolt eine Anzahl Spannungswerte zwischen 70 und 110 Kilovolt eingestellt und jeweils sowohl mit der einen, wie mit der anderen Seite des absoluten Voltmeters gemessen. Da das Vergleichsvoltmeter nicht ganz unabhängig von der Frequenz ist, wurde diese für die ganze Messung konstant gehalten. Bei den beiden Messungen „rechts“ und „links“ hat das Vergleichsvoltmeter nur die Aufgabe, sich auf denselben Ausschlag einzustellen, es braucht nicht den richtigen Spannungswert zu zeigen. Die Messung wurde von zwei sehr geübten Beobachtern ausgeführt. Der Mittelwert der Spannungen „rechts“ und der Mittelwert der Spannungen „links“ weichen um weniger als 1 ‰ voneinander ab. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel liegen innerhalb des subjektiven Ablesefehlers. Der Grund zu dieser überraschenden Genauigkeit liegt wohl darin, daß die Masse a, b, d und e mit großer Sorgfalt eingehalten wurden und sich die dennoch eingeschlichenen kleinen Fehler nicht in der für (17) angenommenen ungünstigen Weise summieren. ϱ kann also vernachlässigt werden.

Es sei noch gezeigt, daß in Serienschaltung eine mehrere Prozent betragende Ungleichheit x der Teilspannungen V_1 und V_2 nur ganz geringe Differenzen zwischen dem Näherungswert V in (10) und dem genauen Wert V' in (12) bringt. Der prozentische Fehler y, der bei Anwendung von (10) statt (12) gemacht wird ist, da $V > V'$

$$y = \frac{V - V'}{V'} = \sqrt{1 + x^2} - 1 . \qquad (18)$$

Diese Funktion ist in Fig. 7 dargestellt. Es zeigt sich, daß bei einer Ungleichheit von V_1 gegen V_2 von $100\,x = 4{,}3\,\%$ ein Meßfehler von nur $100\,y = 0{,}1\,\%$ entsteht. Man kann sich also in vielen Fällen mit der einfacheren Gleichung (10) begnügen. Da die Kapazitäten der beiden absoluten Voltmeter sehr genau gleich groß sind und die Mitte des Instrumentkörpers sorgfältig gegen Erde isoliert ist, wird schon durch diese gleichen Kondensatoren die Gesamtspannung V in gleiche Teilspannungen V_1 und V_2 gestellt, so daß es nur bei sehr großer Ungleichheit der Leiterpotentiale gegen Erde oder großer einseitiger Kapazität der Leiter gegen das Instrumentgehäuse notwendig wird, die Ungleichheit von V_1 gegen V_2 zu berücksichtigen. Man kann den Instrumentkörper auch künstlich durch Widerstände oder dergl. auf Spannungsmitte bringen.

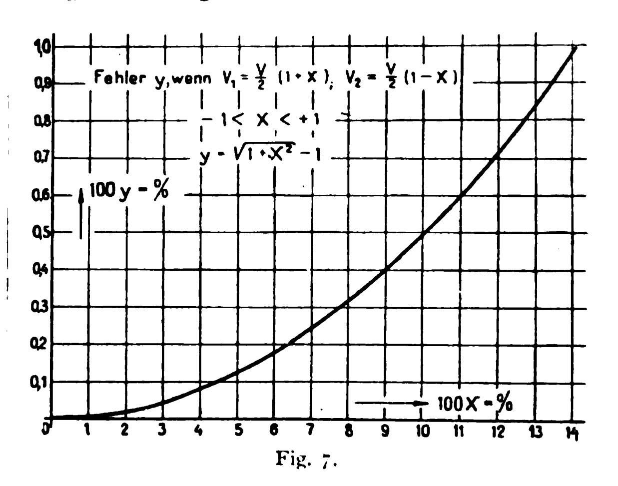


Fig. 7.

4. Fehler der einzelnen Bestimmungsgrößen.

Die Hauptgleichung (6) läßt sich schreiben:

$$\sqrt{V_1^{\,2} + V_2^{\,2}} = \sqrt{\frac{m}{k} \cdot g \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{e}{d} \cdot \frac{J}{i}} \cdot \qquad (19)$$

Hierin ist zu untersuchen, mit welchen Fehlern die einzelnen Bestimmungsgrößen behaftet sein können. Ich unterscheide zwei Gruppen:

a) Fehler der Größen m, k, g, a, b, d und e.

m ist eine Zahl, welche sich mit beliebiger Genauigkeit berechnen läßt.

$k = 1{,}0065$, die Dielektrizitätskonstante von Stickstoff bei 12 Atm. Druck habe ich einer Arbeit von Tangl[1]) entnommen. Tangl gibt die Genauigkeit seiner bis 100 Atm. ausgeführten Messungen zu $^1/_{700}$ an. Ich habe also in (19) statt k zu setzen $k\,(1 \pm {}^1/_{700})$.

g, das bei der Gewichtseichung aufgelegte Gewicht (3—11 g). Es wurde ein von der Ph. T. R. geeichter Normalgewichtssatz verwendet, dessen Genauigkeit für die angegebenen Gewichtsgrößen sicher $^1/_{10000}$ beträgt. Ich setze daher $g\,(1 \pm {}^1/_{10000})$.

a, b, d und e, die Längen, sind von der Größe 30, 105, 30 und 18 mm. Sie wurden mit den sogenannten Endmassen (gehärtete Stahlklötze, die auf $^1/_{1000}$ mm genau geschliffen

[1]) Ann. d. Phys. **26**, 59, 1908.

sind) von einem hierin sehr geübten Mechaniker gemessen, mit einer Genauigkeit von mindestens $^1/_{100}$ mm. Ich setze daher für a usw.

$a \pm {}^1/_{100} = a(1 \pm {}^1/_{100\,a})$; $b(1 \pm {}^1/_{100\,b})$; ......

Hierbei ist zu bedenken, daß nur Quotienten b/a und e/d aus zwei Längen vorkommen. Es handelt sich also nicht um eine absolute, sondern nur um eine Vergleichsmessung, und Fehler von derselben Richtung und Größe heben sich heraus. Der gemessene Durchmesser d wurde zur Berücksichtigung der Einwirkung des Luftspaltes zwischen beweglicher Spannungsplatte und Schutzring nach der von Maxwell[1]) hierfür aufgestellten Gleichung korrigiert. Diese Korrektion ist sehr klein, da der Spalt zwischen Schutzring und beweglicher Spannungsplatte nur 0,10 mm breit ist.

Setzt man die verschiedenen Fehler der Gruppe a in (19) ein, so wird

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{\frac{m \cdot g(1 \pm {}^1/_{10000})}{k(1 \pm {}^1/_{100})} \cdot \frac{b(1 \pm {}^1/_{100\,b})}{a(1 \pm {}^1/_{100\,a})} \cdot \frac{e(1 \pm {}^1/_{100\,e})}{d(1 \pm {}^1/_{100\,d})} \cdot \frac{J}{i}}.$$

Wahrscheinlich werden sich hierin die Fehler teilweise herausheben. Der ungünstigste Fall wird eintreten, wenn sich die Fehler summieren, also im Zähler z. B. alle Fehler mit plus im Nenner alle Fehler mit minus auftreten. Dieser ungünstigste Fall ergibt:

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{\frac{m \cdot g \cdot b}{k \cdot a} \cdot \frac{e}{d} \cdot \frac{J}{i}}\,(1 \pm {}^{1,87}/_{1000}) \quad (20)$$

Also einen höchstmöglichen Fehler von $\pm 1,87\,^0/_{00}$.

b) Fehler von i, J und Fehler der Gleichgewichtseinstellung.

Die Ströme i und J in (20) werden mit demselben Amperemeter gemessen, dessen Ausschlag bei $J = c \cdot \alpha_1$ und bei $i = c \cdot \alpha_2$ sei. Die Instrumentkonstante c wird also bei der Bildung des Koeffizienten J/i in (20) herausfallen und damit auch ein ihr anhaftender Fehler. Es bleiben noch die subjektiven und objektiven Einstellfehler des Amperemeters, die ich zusammen zu 0,1 Teilen der 150 teiligen Skala annehme (1 Teil etwa 1 mm breit). Diese Annahme setzt einen geübten Beobachter und ein sehr gutes Instrument voraus. Ich schreibe

$$\frac{J}{i} = \frac{c(\alpha_1 \pm 0,1)}{c(\alpha_2 \mp 0,1)}.$$

Es wäre für einen bestimmten Spannungswert oder dem ihm entsprechenden Drehmoment am Wagebalken, wenn keine Einstellfehler gemacht würden, immer $J = i$ und damit $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, also mit vorstehender Gleichung, welche diese Fehler berücksichtigt:

$$\frac{J}{i} = \frac{\alpha \pm 0,1}{\alpha \mp 0,1} = \frac{1 \pm 0,1/\alpha}{1 \mp 0,1/\alpha} = 1 \pm 0,2/\alpha. \quad (21)$$

Der letzte Ausdruck gilt nur näherungsweise und nur für $\alpha >$ ca. 10 Teile. Es ist auch hier wieder der ungünstigste Fall angenommen und der mögliche Höchstfehler im Zähler mit plus, im Nenner mit minus eingesetzt.

Es ist noch zu untersuchen, mit welcher Genauigkeit die Gleichgewichtseinstellung des Wagebalkens mit Spiegel und Fernrohr erfolgt. Die Direktionskraft der im Drehpunkt des Wagebalkens befindlichen Biegungsfeder ist so groß, daß sich der Wagebalken trotz seines großen Trägheitsmomentes bei nahezu aperiodischer Dämpfung in 1—2 Sekunden einstellt. Spannungs- und Stromdrehmoment betragen bei 250 Kilovolt je ca. 90 cg, für ein Meßinstrument ein sehr hoher Betrag. Zur Bestimmung der Einstellungsempfindlichkeit des Wagebalkens habe ich folgende Messung angestellt: durch ein Fernrohr mit Fadenkreuz wurde über den Spiegel des Wagebalkens eine Millimeterteilung beobachtet, welche sich in 2 m Entfernung vom Spiegel befand. An die über die Rollen T Fig. 1 gelegenen Fäden wurden der Reihe nach Gewichte von steigender Größe angehängt und jeweils der Strom i zur Kompensation des Gewichtsdrehmomentes bestimmt und zwar in drei Lagen des Wagebalkens. In der Nullstellung des Wagebalkens wurde i_0 gemessen, beim Ausschlag plus 2 mm an der Millimeterskale wurde i_{+2} und beim Ausschlag minus 2 mm i_{-2} gemessen. Das Kraftdrehmoment ist $K = n\,i^2$, wo n eine Konstante bedeutet. Für 4 mm Ausschlag des Wagebalkens, d. h. von $+2$ bis -2 mm Skalenausschlag ist ein Kraftmoment K_4 erforderlich von:

$$K_4 = K_{+2} - K_{-2} = n(i_{+2}^2 - i_{-2}^2).$$

In $^0/_{00}$ vom Kraftmoment K_0 in der Nullage des Wagebalkens

$$\frac{K_4}{K_0} \cdot 1000 = \frac{i_{+2}^2 - i_{-2}^2}{i_0^2} \cdot 1000\,^0/_{00},$$

dies bei 4 mm Ausschlag und bei $\pm 0,1$ mm Ausschlag die mit der beschriebenen Spiegeleinrichtung noch sicher einzustellen sind, ist somit die Einstellgenauigkeit F der Wage

$$F = \pm \frac{0,1}{4} \cdot \frac{K_4}{K_0} \cdot 1000 = \pm 25 \frac{i_{+2}^2 - i_{-2}^2}{i_0^2},$$

der Ausdruck $i_{+2}^2 - i_{-2}^2$ ist eine Konstante, da es sich immer um dieselbe Ausbiegung der Federn des Wagenbalkens handelt. Bezogen auf den

[1]) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus, Band I, § 218a.

Skalenausschlag α des Amperemeters ergab sich als Mittelwert aus den Versuchen

$$F = \pm 8500/\alpha^2 \,^0/_{00}.$$

Es ist somit (20) rechts noch mit dem Faktor $(1 \pm F/1000)$ zu multiplizieren. Berücksichtigt man noch (21), so wird (20) mit genügender Annäherung

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{\frac{m \cdot g \cdot b}{k \cdot a}} \cdot \frac{e}{d} \left(1 \pm {}^{1,87}/_{1000} \pm 0,2/\alpha \pm 8,5\,\alpha^2\right). \qquad (22)$$

Mit den drei Pluszeichen erhält man den in Fig. 8 dargestellten Gesamthöchstfehler. Die doppelte Zahlenreihe der Abszisse stellt die beiden Spannungsmeßbereiche — Parallel- und Serienschaltung — dar [vgl. (9) und (10)]. Der vom Ausschlag α abhängige Fehlerbetrag kann durch

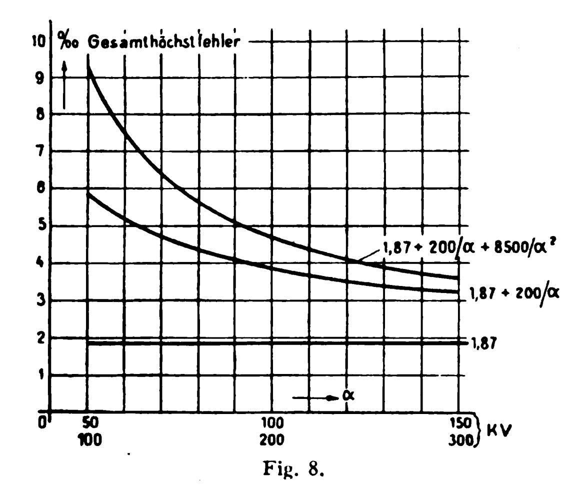


Fig. 8.

Bildung des Mittels aus einer Anzahl Messungen desselben Spannungswertes wesentlich vermindert werden. Aus (22) ist deutlich der quadratische Charakter des Instrumentes trotz seiner linearen Spannungsteilung am Amperemeter zu sehen. Seine Empfindlichkeit nimmt etwa mit dem Quadrat des Ausschlages α und der angelegten Spannung V zu.

Der Meßstrom J ist in (22) nicht mehr enthalten. Der Ausschlag α soll jedoch in Parallelschaltung gleich V werden. Dann wird nach Ziffer 2 Seite 139 $V_1 = V_2 = V = \alpha$ und damit die rechte Seite von (22)

$$\sqrt{V_1^2 + V_2^2} = \sqrt{2\,\alpha^2} = \sqrt{2}\,\alpha.$$

Dies in (22) eingesetzt, gibt unter Weglassung der Fehlergrößen

$$V = \alpha = \sqrt{\frac{m \cdot g \cdot b}{2 \cdot k \cdot a}} \cdot \frac{e}{d}. \qquad (23)$$

Nach dieser Gleichung wurde durch Veränderung der Gewichte g die Eichung des Instrumentes vorgenommen. Die Spannungsmessung ist eine absolute, da sie im wesentlichen auf die Bestimmung eines Gewichtes zurückgeführt ist.

Schlußbemerkung.

Das beschriebene Instrument war bei Kriegsausbruch nahezu fertig und ruhte in diesem Zustande bis 1919. Zurzeit dieser Niederschrift ist es etwa 6 Monate in Benutzung. Es wurden zahlreiche Messungen ausgeführt, über die zum Teil noch berichtet wird und die zeigten, daß der mittlere Meßfehler wohl kaum die obigen Angaben überschreitet. Der höchste bis jetzt gemessene Spannungswert war 300000 Volt effektiv bei reiner Sinusform der Spannungskurve.

Die Kapazität des Instruments beträgt in Serienschaltung etwa 10 cm, so daß sehr wohl Messungen mit hoher Frequenz möglich sind.

Aufstellung und Handhabung des Instrumentes hat sich als zweckmäßig erwiesen. Bei einiger Übung kann man rasch und sicher mit dem Meßstrom den Spannungsänderungen folgen. Auf Grund der gesammelten Erfahrungen (es waren recht erhebliche Schwierigkeiten zu überwinden) scheint es mir sehr wohl möglich, solche Instrumente für viel höhere Spannungen als 250000 Volt zu bauen.

(Eingegangen am 24. April 1920.)

Wissenschaftliche Nachrichten.

Neue Auffassung über die Natur des Weltäthers.

In der Versammlung des Vereins deutscher Maschinen-Ingenieure am 17. Februar 1920 hielt Dr. phil. Fricke einen Vortrag über „Eine neue und anschauliche Erklärung der Physik des Äthers".

Der Vortragende ging bei der Darstellung seiner neuen Äther- und Schwerkrafttheorie von den älteren Vorstellungen Faradays, Maxwells und Lord Kelvins aus, die zurzeit durch die Elektronentheorie von H. A. Lorentz in den Hintergrund gedrängt sind. Gegen die alte Äthervorstellung sind in neuerer Zeit viele Bedenken erhoben worden, die jedoch in Wegfall kommen, wenn man den Äther nicht, wie es bisher fast ausnahmslos geschehen ist, als „reibungslos" betrachtet, sondern ihm eine innere Reibung zugesteht, die die Wechselwirkung zwischen Elektrizität und Magnetismus zu erklären gestattet. Diese bereits 1906 veröffentlichte Anschauung über den Äther wurde 1914 in der Schrift „Wie bewegt sich fließendes Wasser?" von Th. Rümelin auf die Wasserbewegung übertragen. Danach entstehen beim Normalzustande des Fließens im Wasser Wirbelbildungen der gleichen Art, wie sie Maxwell zur Erklärung des elektromagnetischen Kraftfeldes im Äther annahm.

Im Anschluß an die Ätherwirbeltheorie von Lord Kelvin entwickelte der Vortragende die Anschauung, daß alle Kraftlinien als Strömungslinien des Äthers aufzufassen seien, der dann selbst kräfte- und beschleunigungsfrei, und zwar mit Lichtgeschwindigkeit ströme. Diese einfache und einheitliche Auffassung des Kraftbegriffs erwies sich vor allem bei der Anwendung auf das Schwerkraftproblem als fruchtbar. Sie führte zu der Auffassung, daß die Schwerkraft mit anderen Naturkräften eng verknüpft sein müsse und daß ihr Kraftfluß vor allem in einer gegensätzlichen Beziehung zum Wärmefluß stehe. Tatsächlich scheint in

unserem Planetensystem jedem Schwerkraftfelde eine bestimmte Eigentemperatur zu entsprechen, die sich für das Erdfeld zu 200° abs. Temp. berechnet. Auf der Sonne ist die Schwerkraft 28 mal größer; dort müßte die Eigentemperatur also rund 5600° betragen, was mit der Beobachtung übereinstimmt. Auch für den Mond, dessen Eigentemperatur seiner geringen Schwerkraft wegen dem absoluten Nullpunkte nahe ist, sowie für die übrigen Planeten, ergeben sich plausible Werte. Außer den thermischen Eigenschaften scheint das Schwerkraftfeld auch noch elastische Eigenschaften zu besitzen, aus denen sich die tägliche Doppelschwingung des Barometers und damit eine der Hauptursachen für Wind und Wetter erklärt.

Der Vortragende ging zum Schluß noch auf die Phänomene ein, die zur Stützung der Einsteinschen Relativitätshypothese dienen können, und zeigte, daß jene mit der von ihm entwickelten Äther- und Gravitationstheorie sich in bester Übereinstimmung befänden.

Selbstreferat des Vortragenden.
(Eingegangen am 1. April 1920.)

München. In der mathematisch-physikalischen Klasse der bayerischen Akademie der Wissenschaften legte Prof. Dr. Sommerfeld eine Photographie der Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 vor, die von englischen Astronomen aufgenommen war, und erläuterte an einem Diagramm, daß die wahrgenommene Verlagerung von Fixsternorten überraschend genau mit der entsprechenden Forderung nach Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie übereinstimme. Im Anschluß daran besprach er die Grundlagen dieser Theorie.

Wien. Die Wiener Akademie der Wissenschaften hat dem Professor der Physik an der Innsbrucker Universität Dr. Egon Schweidler zur Fortführung und Ausgestaltung seiner luftelektrischen Untersuchungen 2000 Kronen bewilligt.

Wien. Von der Wiener Akademie der Wissenschaften wurde der Haitinger-Preis für Physik zwischen Dr. Ernst Schrödinger und Dr. Hans Thirring, beide Privatdozenten an der Universität Wien, geteilt.

Besprechungen.

Prölß, O., **Graphisches Rechnen.** Aus Natur und Geisteswelt. Band 708. 104 S. 164 Figuren im Text. Berlin und Leipzig, B. G. Teubner, 1920.

Die Abschnitte I und II behandeln die Rechenoperationen und die Lösung von Gleichungen durch Zeichnung und zwar recht vollständig und übersichtlich. Insbesondere werden graphische Tabellen und Nomogramme entwickelt und in den Anwendungen erläutert. Abschnitt III gibt die Vereinfachungen graphischer Rechnungen durch Koordinatentransformation bzw. Abbildung nach Funktionsskalen, Abschnitt IV die graphische Integration und Differentiation. Das Ganze zeichnet sich durch große Klarheit der Darstellung und viele Hinweise auf praktische Anwendungen aus. Das Büchlein sollte jedem Ingenieur zur Hand sein, denn es ist geeignet, das — leider — Wenige, was vom graphischen Rechnen in der Mathematik auf den technischen Hochschulen meistens gebracht wird, wertvoll zu ergänzen. Dem Mathematiker bringt es nichts Neues, was wohl auch nicht der Zweck war. Ein Verzeichnis der einschlägigen Literatur bis 1918 ermöglicht tieferes Eindringen, ein Sachregister erleichtert die Benutzung des Buches, das eindringlich empfohlen wird. R. Barkow.

Personalnachrichten.

Berlin. Die Nachfolge Emil Fischers. Der Minister für Wissenschaft, Kunst und Volksbildung hat Professor Dr. Haber, Direktor des Kaiser Wilhelm-Instituts für physikalische Chemie und Elektrochemie, die Nachfolge Emil Fischers angeboten. Herr Haber hat sich bereit erklärt, unter Beibehaltung seiner jetzigen Stellung am Universitätsunterricht als ordentlicher Professor teilzunehmen. Es ist in Aussicht genommen, außer ihm einen zweiten Ordinarius anderer wissenschaftlicher Richtung zu berufen.

Berlin. Beim Materialprüfungsamt der Berliner Technischen Hochschule in Berlin-Dahlem wurde der ständige Mitarbeiter Professor Dr. phil. Paul Heermann zum Vorsteher der neueingerichteten Abteilung für Textilprüfung ernannt.

Berlin. Privatdozent Prof. Dr. Felix Tannhäuser ist die planmäßige Stelle eines Abteilungsvorstehers am mineralogischen-geologischen Institut der Technischen Hochschule und Prof. Otto Mente die entsprechende Stelle am Institut für Photochemie übertragen worden.

Dresden. Dem Oberingenieur der städtischen Wasserwerke in Dresden Regierungsbaumeister Dr.-Ing. Adolf Heilmann wurde die Lehrberechtigung für Wasserversorgung in der Allgemeinen Abteilung der dortigen Technischen Hochschule erteilt.

Dresden. Zum ordentlichen Professor für reine Mathematik an der Technischen Hochschule zu Dresden ist als Nachfolger des verstorbenen Geh. Rats Dr. Martin Krause Prof. Dr. Gerhard Kowalewski von der deutschen Universität in Prag berufen worden.

Frankfurt. Der Direktor der Veifa-Werke Dr. phil. nat. Friedrich Dessauer zu Frankfurt a. M. wurde zum ordentlichen Honorarprofessor in der naturwissenschaftlichen Fakultät der dortigen Universität ernannt.

Göttingen. Der durch die Berufung von Prof. Debye nach Zürich freigewordene Lehrstuhl an der Göttinger Universität ist dem Ordinarius der theoretischen Physik in Frankfurt a. M., Prof. Dr. Max Born angeboten worden.

Graz. Der emer. o. Professor der Physik der Universität Graz Hofrat Dr. Leopold Pfaundler ist im 81. Lebensjahre verstorben.

München. Als Privatdozent für angewandte Mathematik, insbesondere Photogrammetrie und höhere Geodäsie ist in den Lehrkörper der Technischen Hochschule zu München der Reallehrer an der dortigen städtischen Handelschule Dr. Otto von Gruber eingetreten.

München. Der Ordinarius der technischen Mechanik an der Technischen Hochschule in München, Geh. Hofrat Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. h. c. August Föppl tritt im Herbst d. J. in den Ruhestand.

Wien. Der a. o. Professor Dr. Hermann Rothe wurde zum ordentlichen Professor der Mathematik an der Wiener Technischen Hochschule ernannt.

Wien. Dem Privatdozenten an der Wiener Universität Dr. Ernst Schrödinger (Physik) ist der Titel eines a. o. Professors verliehen worden.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Unsere Mitglieder Herr Dr. Hermann Spohn, Berlin NW. 87, Elberfelderstraße 38 und Herr Professor Dr. A. Raps, Siemensstadt bei Berlin, sind plötzlich verstorben. Wir werden den Verschiedenen stets ein ehrendes Andenken bewahren.

Der Beirat und Vorstand haben beschlossen, die Jahrestagung gleichzeitig mit der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Nauheim in der Zeit vom 19. bis 25. September 1920 abzuhalten.

Wir bitten um recht zahlreiche Beteiligung und vorherige Anzeige der Teilnahme an den Vorsitzenden.



Ferner bitten wir um Anmeldung von Vorträgen spätestens bis 31. Juli 1920 an den Vorsitzenden.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Prof. Dr. W. Brüsch, Lübeck, Körnerstraße 4.
Herr Prof. Dr. Diesselhorst, Braunschweig, Pockelsstraße 4.
Herr Telegraphensekretär Fritz Gehlhoff, Cassel, Schlachthofstraße 49.
Herr stud. phys. Walter Kramer, Stuttgart, Silberbergstraße 140.
Herr Julius Ott, Frankfurt a. M., Robert Mayerstraße 4.
Körperschaft Phys. Institut der Universität Frankfurt a. M.
Herr Dr. Gg. Reutlinger, Darmstadt, Phys. Inst. der Techn. Hochschule.
Firma Dr.-Ing. Schneider & Co., Frankfurt a. Main.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehrcke, Berlin:
Herr Dr. Wommelsdorf, Schöneberg, Hauptstraße 134.

Seitens des Herrn Dr. F. C. Glaser, Berlin:
Herr Dr. Erich Einsporn, stud. phil., Cöpenick, Lindenstraße 1a.
Herr Dr. phil. Walter Grotrian, Assistent am phys. Inst. der Universität Frankfurt a. M., z. Zt. Berlin-Dahlem, Goßlerstraße 5[1].
Herr Dr. Paul Knipping, Wissenschaftl. Mitarbeiter am Kaiser Wilhelm-Institut für phys. Chemie und Elektrochemie, Charlottenburg, Gervinusstraße 25.
Herr Dr.-Ing. Praeter, in Firma Carl Zeiss, Jena.
Firma Carl Zeiss, Geschäftsstelle Berlin W. 9, Potsdamerstraße 139.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Berlin:
Herr Ingenieur Otto Bothe, Berlin-Steglitz, Südendstraße 56.
Firma Walter Graef & Sohn, Ohligs (Rheinland).

Seitens des Herrn Schavel, Berlin:
Herr Ingenieur Reinold Franke, Friedrichshagen, Scharnweberstraße 90.

Seitens des Herrn Dr. Schimank, Hamburg:
Herr Dr. Voege, Hamburg, Phys. Staats-Laboratorium.

Seitens des Herrn Dr. Swinne, Charlottenburg:
Herr Dr. Anton Hörnle, Berlin W. 30, Hohenstaufenstraße 53.
Herr cand. chem. Zisch, Kaiser Wilhelm-Institut Berlin-Dahlem.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Dr. Becker, Charlottenburg, Kuno Fischerstraße 17.
Herr Dr. phil. B. Bruhn, Kiel, Hardenbergstraße 2.
Herr Dipl.-Ing. R. Moeller, Obering. der A. E. G., Kiel, Düsternbrookerweg 31[1].
Herr Dr. Jaekel, Assistent im Physik. Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule.
Herr Dr. F. Lüschen, bei der Firma Siemens & Halske, Berlin.
Herr Elektrotechniker A. Riechers, Coburg, Theaterstraße 3.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am 14. Mai 1920, abends $7\frac{1}{2}$ Uhr,
im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berliner Straße 172.
Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

Herr Rukop spricht über „Moderne Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen."

Der Vorsitzende gibt die Gründung der Ortsgruppe Hamburg bekannt.

Sitzung am 28. Mai 1920, abends $7\frac{1}{2}$ Uhr,
im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstr. 172.
Vorsitzender: Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

1. Aussprache über den Vortrag des Herrn Rukop: „Über moderne Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen".
2. Herr Swinne spricht über „Röntgenspektren".

Sitzung am 11. Juni 1920, abends $7\frac{1}{2}$ Uhr,
im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstr. 172.
Vorsitzender: Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

Herr von Karmàn spricht über „Mechanisch-physikalische Probleme der Luftfahrt".

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

Dritte ordentliche Versammlung am Montag, den 19. April 1920, abends $8\frac{1}{2}$ Uhr. Die Versammlung war ursprünglich auf den 22. März 1920 anberaumt und mußte der Unruhen wegen verschoben werden.
Vorsitzender: Betriebsdirektor O. Richter.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Hecht: Elektromagnetisch erregte mechanische Schwingungsgebilde.
3. Vortrag des Herrn Martienssen: „Wasser- und Luftwiderstand in Wissenschaft und Technik".
4. Verschiedenes.

Vierte ordentliche Versammlung am Montag, den 31. Mai 1920, abends pünktlich $8\frac{1}{2}$ Uhr, im Dozentenzimmer der Seeburg (Studentenheim, Düsternbrooker Weg 2.)
Vorsitzender: Betriebsdirektor O. Richter.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Martienssen: „Wasser- und Luftwiderstand in Wissenschaft und Technik".
3. Vortrag von Herrn Lichte: „Quantitative Unterwasser-Schallversuche". Bei den Versuchen, über die bald in den Annalen ausführlich berichtet wird, wurde insbesondere der Einfluß der Wasserbeschaffenheit auf die Reichweite des Schalles erkannt.
4. Verschiedenes.

Ortsgruppe Hamburg.

Am 17. März 1920 hat sich die Ortsgruppe Hamburg mit etwa 20 Mitgliedern konstituiert.

Der erste Vortrag fand am 17. März 1920 in den Technischen Lehranstalten statt. Herr G. Möller sprach über „Röhrensender".

Die zweite Sitzung fand am 18. Mai 1920 in den Technischen Lehranstalten statt. Herr Professor Weisshaar sprach über „das Verhalten des Flugmotors in großen Höhenlagen".

In der letzten Sitzung am 18. Mai 1920 wurden zum provisorischen Vorstand gewählt Herr Professor Christian Jensen und Professor Weisshaar als Leiter, Dr. Mühlbrett und Dr. Schimank als ausführende Mitglieder.

Der 1. Vorsitzende:
Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 Erster Jahrgang Nr. 8

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Über den gegenwärtigen Entwicklungsstand der elektrischen Gas- oder Dampflampen und die Aussichten für ihre Verbesserung.

(Nach einem am 22. Januar 1920 in der Sitzung der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft gehaltenen Vortrage.)

Von Fritz Schröter.

II. Die Lichtausbeute in der positiven Säule (Schluß).

Inwieweit die Strahlung der positiven Säule im Lichtbogen oder in der Glimmentladung quantitativ dem Kirchhoffschen Gesetz gehorcht, kann durch Beobachtung der Intensitätsverhältnisse an mehreren, dem gleichen Träger zugehörigen Linien einer Spektralserie geprüft werden. Die Energieverteilung müßte bei Gültigkeit der Kirchhoffschen Beziehung für E/A den entsprechenden Werten der Emissionskurve des schwarzen Körpers proportional sein. Das ist nun bei der Quecksilberdampflampe durch Arbeiten von Pflüger[1]) und Grebe[2]) insofern wahrscheinlich gemacht worden, als gezeigt werden konnte, daß die Isothermen denen des schwarzen Körpers ähnlich verlaufen und daß ferner die Helligkeit von Linien derselben Serie im Sichtbaren (546 $\mu\mu$ und 436 $\mu\mu$) mit der Temperatur so anwächst, wie es die Rayleighsche Formel für die schwarze Strahlung verlangt. Dieser Befund deutet auf sehr hohe Temperaturen von derjenigen Größenordnung, welche man aus dem Gradienten und der freien Weglänge der Ionen, dem sogenannten Weglängengradienten, berechnen kann (1 Volt frei durchfallener Spannungsdifferenz entsprechen 7700° abs. T.). Die bei niedrigeren Temperaturen auftretenden Linienspektren von Metalldämpfen in der Bunsenflamme und im elektrischen Ofen sind

[1]) Ann. d. Phys. **26**, 789 (1908).
[2]) Phys. Ztschr. **4**, 1121—1122 (1903); Ann. d. Phys. **36**, 834 (1911).

rein thermischen Ursprungs.[1]) Dies wird mit Sicherheit aus der Übereinstimmung zwischen „spezifischer" und „thermischer" Temperatur gefolgert. Dagegen haben Fabry und Buisson[2]) bei Geisslerschen Röhren festgestellt, daß die spezifische Temperatur weit höher liegt als die thermische; denn die mittlere Temperatur des Gases (He, Kr) betrug höchstens 500° C. In solchen Fällen handelt es sich um echte Lumineszenz. Für Neonröhren von 30 mm Durchmesser findet man bei einer mittleren Stromdichte von etwa 0,15 A/cm² und 1 mm Gasdruck, wobei der Rohrquerschnitt ziemlich gleichmäßig von Licht erfüllt ist, folgende Verhältnisse: Energieumsatz pro 1 cm Länge der positiven Säule ca. 1,2 Watt, Helligkeit pro 1 cm Rohr senkrecht zur Achse ca. 4 HK, mittlere Temperatur des Gases 60 bis 70° C. Noch geringere Temperaturen ergeben bei gleichen Abmessungen und Belastungen Argon und Krypton. Fabry und Buisson arbeiteten mit höheren Energiedichten. Für die Rohrachse von Hg-Hochdrucklampen leiteten Küch und Retschinsky[3]) aus Messungen mit dem Thermoelement durch Extrapolieren 5000° ab, während Ladenburg unter Zugrundelegung der Planckschen Formel 18000° berechnete. Nur ein Teil dieser Strahlung beruht offenbar auf thermischer Ursache, wie bereits weiter oben erwähnt wurde.

Obgleich also für verdünnte Gase in Leuchtröhren das Kirchhoffsche Gesetz nicht gilt, verhalten sich ihre Strahlungszentren in mancher Beziehung doch analog den schwarzen Strahlern. So ist z. B. in vielen Fällen ein Verschiebungseffekt im gleichen Sinne vorhanden. Mit steigendem Wattumsatz in der Raumeinheit wächst die Helligkeit der kurzwelligen Linien schneller als diejenige der größeren Wellenlängen. Fig. 8 zeigt einige

[1]) Kohn, Ann. d. Phys. **44**, 749—782 (1914). — Gibson, Phys. Ztschr. **12**, II, 145—148 (1911).
[2]) Journ. de Physique **5**, 2, 442—464 (1912).
[3]) Ann. d. Phys. **20**, 563-583 (1906).

bei gleichstromdurchflossenen Stickstoffröhren von Jungjohann (l. c.) erhaltenen Intensitätskurven der roten Banden 6788 A.-E., 6623,4 A.-E., 6185,5 A.-E. einerseits und der blauen Bande 4600,2 A.-E. andererseits. Diese Banden gehören jedoch zu verschiedenen Serien. Innerhalb derselben Serie konnte ein Verschiebungseffekt mit Sicherheit nicht nachgewiesen werden, d. h. die Helligkeit aller Glieder wuchs im gleichen Verhältnis zur Stromdichte bzw. zum Wattverbrauch. Eine ähnliche Beobachtung wurde bei CO gemacht, während in Hg und anderen Metalldämpfen ein der schwarzen Strahlung analoges Verhalten auch bei den Gliedern der gleichen Serie gemessen werden konnte.

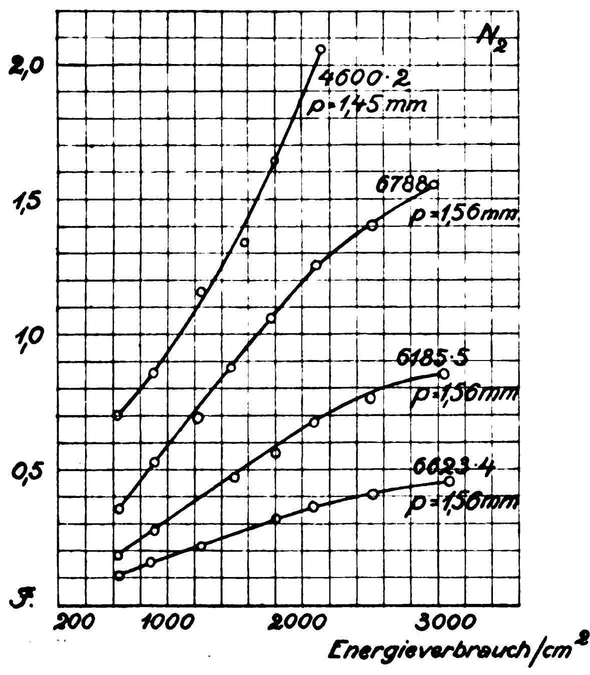


Fig. 8.

Wir müssen die experimentelle Tatsache festhalten, daß bei den kürzeren Wellenlängen ein schnelleres Ansteigen der Intensität gefunden wurde, als der Zunahme des Wattverbrauchs in der positiven Säule entspricht.[1]) Dies erklärt sich aus der Vergrößerung der Elektronengeschwindigkeiten, d. h. ihrer Stoßenergie, bzw. aus der Erhöhung der Stoßfrequenz. Dadurch können die höherquantigen Sprünge der Emissionselektronen (im Sinne des Bohrschen Atommodells) häufiger angeregt werden. Der Schwerpunkt der Strahlung wandert mit wachsender Energiedichte der Entladung gegen Ultraviolett hin.

[1]) Bei Argon ist dieses Verhalten besonders ausgeprägt, vgl. Nutting und Tugman, Bull. Bur. Stand. **7**, 49 (1911).

In Stickstoff erzeugen langsame Elektronen das rötliche Licht der positiven Säule, schnelle Elektronen das blaue negative Glimmlicht an der Kathode.[1]) Die beleuchtungstechnische Folgerung aus zahlreichen Beobachtungen gleicher Art lautet dahin, daß die Lösung des Problems der hochwirtschaftlichen Lumineszenzlampe nicht in der Richtung immer größerer Potentialgefälle, d. h. Elektronengeschwindigkeiten, gesucht werden kann. Dazu kommt, daß hohe Feldstärken die Wiedervereinigung der Ionen und somit den auf diesem Vorgang beruhenden Anteil des Leuchtens verringern. Die sehr geringe Energieausbeute in Teslaröhren wird dadurch verständlich.

Das vorstehend gekennzeichnete Verhalten der Glieder gleicher Serien in leuchtendem N_2, CO usw. sowie das fast gänzliche Fehlen eines dem Wienschen Gesetz analogen Verschiebungseffektes in anderen Gasen, z. B. Neon, beweisen, daß man mit der schematischen Anwendung des Temperaturbegriffes auf die diskontinuierliche Emission der Gase und Dämpfe nicht auskommt. An seine Stelle tritt das Auswahlprinzip, welches die Möglichkeit bestimmter Quantensprünge des strahlenden Elektrons regelt. Franck[2]) hat kürzlich darauf hingewiesen, daß man durch das Studium der Intensitätsverteilung in den Spektren Geisslerscher Röhren nicht auf das Auswahlprinzip für die Grobstruktur der betr. Serie, sondern nur auf die Geschwindigkeitsverteilung der anregenden Elektronen unmittelbare Schlüsse ziehen kann. Dies wird aus den Kurven der Fig. 8 sofort klar: Mit steigendem Strom wächst die Zahl derjenigen Elektronenstöße, deren Gesamtenergie zur Anregung der Frequenz entsprechend 4600,2 A.-E. ausreicht, im Verhältnis zum Wattumsatz beschleunigt an, während der Anteil der langsameren Stoßelektronen in geringerem Maße zunimmt. Die Verteilung der letzteren ist jedoch für das Intensitätsverhältnis der langwelligen Glieder nicht ausschlaggebend; dieses ist vielmehr von dem Auswahlprinzip für die Elektronensprünge in den angeregten Atomen abhängig (dabei wird von den verwickelteren Einflüssen der Molekülrotation bei der Bandenstrahlung abgesehen). Alle diesbezüglichen Untersuchungen sind für die Weiterentwicklung der elektrischen Gas- und Dampflampen von Wichtigkeit, da sie wertvolle Grundlagen für die Erforschung des Leuchtvorganges und seiner Ökonomie liefern.

Das im Verhältnis zum Wattverbrauch schnellere Anwachsen der Gesamthelligkeit von N_2-Röhren ist neuerdings durch Gehlhoff[3]) bestätigt worden, der besondere Sorgfalt auf völlige Reinheit des

[1]) Verh. D. Phys. Ges. **14**, 353 und 1023 (1912).
[2]) Ztschr. f. Physik **1**, 7 (1920).
[3]) Verh. D. Phys. Ges. **21**, 349 (1919).

Gases und exakte Messung des Potentialgradienten sowie des Wattumsatzes in der ungeschichteten positiven Säule legte. Bemerkenswert ist die von Gehlhoff gefundene Unabhängigkeit der Helligkeit vom Druck (sie wird in einem weiten Bereich, etwa 0,05—1,2 mm, praktisch nur durch den Wattverbrauch bestimmt), ferner die sehr erhebliche Beeinflussung der Lichtausbeute durch minimale Verunreinigungen. Fig. 8 erlaubt den Schluß, daß das von Gehlhoff beobachtete Verhalten auf den beschleunigten Anstieg des kurzwelligen Teiles im N_2-Spektrum zurückzuführen ist.[1]) Allerdings arbeitete Gehlhoff mit Stromdichten bis zu höchstens 0,035 A/cm^2 in einer Röhre von 20 mm lichtem Durchmesser, während Jungjohann bei seinen entsprechenden Messungen an Kapillaren von 10 mm und 3 mm lichtem Durchmesser bis zu 1,15 A/cm^2 bzw. 15 A/cm^2 hinaufging. Innerhalb dieses weiten Intervalles blieben jedoch die Verhältnisse die gleichen. Das Ergebnis ist für die Technik insofern von Belang, als die in Fig. 9 wiedergegebene Gehlhoffsche Kurve für das Verhältnis Helligkeit/Wattverbrauch der positiven Säule eine gewisse Verbesserungsmöglichkeit bei Stickstoffröhren nach Art des Moorelichtes zulassen würde. Die Mooreröhre arbeitete bei etwa 40 mm lichtem Durchmesser mit etwa 0,022 A/cm^2, also ungefähr bei Punkt *A* der Kurve, wo einer Steigerung der umgesetzten Leistung im Verhältnis 3/2 eine Zunahme der Lichtausbeute fast wie 4/2 entspricht. Dazu käme die günstige Wirkung des größeren Rohrdurchmessers infolge des verringerten Wandeinflusses auf das Gefälle der Strömung, während die theoretisch zu erwartende Zunahme der Absorption wegen deren praktisch verschwindender Kleinheit in N_2 keine nachteilige Rolle spielen könnte. Zur technischen Durchführung dieser Überlegung wäre aber ein äußerst reines, gerade bei Mooreröhren sehr schwer zu erhaltendes Gas und eine Elektrodenanordnung erforderlich, welche die erhöhte Strombelastung ohne Vergrößerung des Spannungsabfalls im Kathodendunkelraum zulassen würde.

In den von Jungjohann benutzten, mit Stickstoff gefüllten Kapillaren ging die orangerote Farbe der positiven Säule oberhalb etwa 1 A/cm^2 in Blau über, was aus Fig. 8 verständlich ist (vgl. das Verhalten im negativen Glimmlicht). Bei fortgesetzter Steigerung, von ungefähr 2 A/cm^2 an, leuchtete die Röhre intensiv weiß. Falls diese Erscheinung tatsächlich dem reinen Stickstoff zukommt, würde sie den Schluß erlauben, daß oberhalb einer gewissen Stromdichte eine tiefergehende Veränderung in den Emissionsvorgängen stattfindet, indem nunmehr die langwelligen positiven Stickstoffbanden in Rot und Gelb wieder beschleunigt anwachsen. Folgerichtig wäre dabei eine weitere Erhöhung der Leuchtökonomie zu erwarten, da in diesem Stromdichtebereich die blauen Banden noch schneller an Helligkeit zunehmen als der Wattverbrauch. Leider hat Jungjohann keine Angaben über den Druck und den Verlauf des Potentialgradienten in diesem Gebiet höchster Strombelastung der Röhre gemacht, so daß weitergehende Schlüsse unstatthaft wären. Immerhin darf ausgesprochen werden, daß ein solches Verhalten des leuchtenden Stickstoffs einigermaßen an die Quecksilberdampflampe erinnert, die nach der (durch Dampfdrucksteigerung erzwungenen) Umkehr der Charakteristik des Gradienten mit wachsendem Abstand von seinem Minimum fortgesetzt ökonomischer wird.

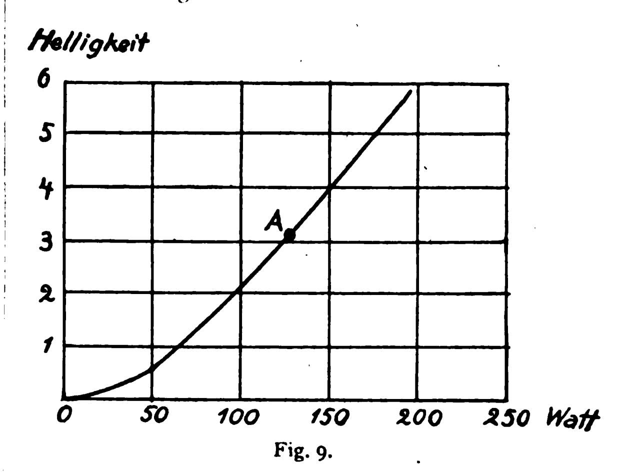


Fig. 9.

Wir wollen uns im folgenden mit den Gesetzen des Leitvorganges in der positiven Lichtsäule beschäftigen und dabei zur Vereinfachung drei Annahmen machen:

1. Sie sei ungeschichtet, das Gas also rein, insbesondere von Wasserstoff.
2. Die Röhre enthält ein einatomiges Gas (Edelgas oder Metalldampf).
3. Es kommen nur einwertige Ionen (mit der Ladung e) vor.

Ferner sehen wir zunächst von dem Quergradienten ab, der zwar für die Theorie des Glimmstromes wesentliche Bedeutung hat[1]), dessen Einfluß auf die Bilanz der Lichterzeugung aber noch unübersehbar ist. Rechnen wir nur mit dem Längsgradienten dV/dx und betrachten ihn als örtlich konstant, so wird nach der Poissonschen Gleichung:

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = - 4 \pi \varrho = 0,$$

d. h. es ist keine freie Elektrizität (Raumladung)

[1]) Andere Beobachter fanden auch für $\lambda = 6060$ A.-E. einen schnelleren Anstieg, als dem Wattverbrauch entspricht; vgl. Kalähne, Wied. Ann. **65**, 815—845 (1898).

[1]) H. Salinger, Über die Äquipotentialflächen in der positiven Lichtsäule des Glimmstromes, Diss. Berlin 1915.

elektrostatisch wirksam. Nun ist der Entladungsstrom aus einem positiven und einem negativen Teilstrom zusammengesetzt, und zwar

$$j_p = n_p \cdot e \cdot v_p \quad \text{und} \quad j_n = n_n \cdot e \cdot v_n,$$

wenn n die Konzentration und v die mittlere Wanderungsgeschwindigkeit der entsprechenden Ionen bedeutet. Da nach Obigem $n_p = n_n$, so wird

$$\frac{j_p}{j_n} = \frac{v_p}{v_n},$$

und es gilt für Längen gleichen konstanten Gefälles, wenn $j \cdot v = W$ die Stromarbeit pro cm^2 und Sekunde darstellt:

$$\frac{W_p}{W_n} = \frac{v_p}{v_n},$$

d. h. die Arbeiten des positiven und des negativen Stromes verhalten sich wie die mittleren Wanderungsgeschwindigkeiten der entsprechenden Träger.

Der Bruch v_p/v_n ist im allgemeinen < 1; und zwar wird er um so kleiner, je mehr freie Elektronen in dem negativen Teilstrom enthalten sind (vgl. Stark, „Die Elektrizität in Gasen", Leipzig 1902, S. 260ff.). Im Lichtbogen wurde das Verhältnis zu 2,2/2,6 gefunden (Querstrommethode). Doch sind auch Werte > 1 bei Metalldämpfen beobachtet worden. Wie die Bedingungen bei niederen Drucken in Vakuumröhren sind, können wir einer Arbeit von Skaupy entnehmen, der durch die bei Gleichstromentladung in Edelgasröhren auftretende Druckerhöhung an der Anode nachwies, daß entweder nur wenig freie Elektronen, d. h. vorwiegend Molionen (genauer: Atomionen) die Träger des negativen Stromes sind oder aber die Elektronen an den neutralen Gasteilchen eine Verschiebungsarbeit leisten, was ebenfalls auf eine Verminderung ihrer Beweglichkeit herauskommt.[1]) Bei unedlen Gasen ändert sich v_p/v_n mit abnehmendem Druck nicht wesentlich (vgl. die Angaben in dem Buche von Stark). In Übereinstimmung damit steht eine neuere Arbeit von E. M. Wellish[2]), der kein Anzeichen für eine Änderung des Ionencharakters mit sinkendem Gasdruck finden konnte.

Diese Beobachtungen scheinen indessen mit den Ergebnissen, welche Franck[3]) bei der Messung von v_n in reinen Edelgasen unter hohem Druck erhielt, nur dann vereinbar zu sein, wenn man annimmt, daß mit zunehmender Entladungsdichte in steigendem Maße Elektronen an neutrale Atome oder Moleküle angelagert werden können oder sich mit letzteren thermisch ins Gleichgewicht setzen. Zu dieser Annahme führt folgende Überlegung: Wir wissen aus den Angströmschen Untersuchungen, daß für die positive Lichtsäule lumineszierender Gase der Quotient Strahlung/Stromarbeit stets nur klein gefunden wird, d. h., der überwiegende Teil der Stromarbeit tritt als Wärmebewegung der neutralen Gasteilchen auf. Da nun diese Wärme primär als kinetische Energie der im elektrischen Felde wandernden Ionen vorhanden ist, fragt es sich, auf welchen Wegen der Umsatz in die Molekularbewegung des Gases stattfindet. Betrachten wir zunächst die negativen Träger, über deren Kinetik durch die grundlegenden Messungen von Franck und Hertz[1]) in verschiedener Hinsicht Klarheit geschaffen worden ist. Freie Elektronen werden nach Franck und Hertz beim Zusammenstoß mit den neutralen Edelgas- oder Metalldampfatomen elastisch reflektiert, solange ihre Geschwindigkeit unterhalb des Resonanzpotentials liegt. Oberhalb dieses Schwellenwertes wird der Stoß erstmalig unelastisch, und es findet Abgabe des Energiequantums $h \cdot \nu_r$ an das Atom nach dem Schema des Bohrschen Modelles statt, d. h. es wird die „rote" Grenzfrequenz der Hauptserie (ν_r) ausgestrahlt. Hier haben wir also Emission ohne Ionisierung. Diese kann erst bei unelastischen Zusammenstößen auf höherem Energieniveau eintreten, entsprechend der bekannten Bedingung $e \cdot V_i = h \cdot \nu_\infty$, wobei V_i die vom Elektron durchfallene Ionisierungsspannung und ν_∞ die kurzwellige Seriengrenze bezeichnet, die bei den meisten Stoffen weit im Ultraviolett liegt. Daß unter diesen Voraussetzungen die Elektronen in dichten Gasen ihre Ionisierungsenergie trotz der zahlreichen Zusammenstöße überhaupt erreichen, ist nur zu verstehen, wenn man mit van der Bijl[2]) annimmt, daß bei höheren Elektronendichten die Stoßhäufigkeit genügend groß wird, um die zur völligen Abtrennung eines Elektrons vom Atom erforderliche Arbeit in mehreren Stufen zuzuführen, ehe jenes unter Ausstrahlung auf die jeweilige Ausgangsbahn zurückspringt. Bei dieser Summierung von Einzelquanten verliert die Bedingung, daß die stoßenden Elektronen die der Ionisierungsspannung entsprechende kinetische Energie haben müssen, ihren Sinn.

Auf die positive Säule angewandt, besagen diese Betrachtungen, daß bei schwachen Feldern und kleinen Weglängen, also hinreichendem Druck, die Elektronen ihre im Felde erlangte Energie, abgesehen von den unmerklichen Verlusten bei der elastischen Reflexion an den getroffenen

[1]) Verh. D. Phys. Ges. **19**, 265 (1917).

[2]) Phil. Mag. R. 6, **34**, 33 (1918).

[3]) Verh. D. Phys. Ges. **12**, 291 (1910). Die von Franck aufgenommenen, gradlinigen Stromspannungskurven in Argon lassen den vermuteten Effekt nicht erkennen, der wohl erst bei viel höheren Elektronendichten, als sie bei der Franckschen Versuchsanordnung in Frage kommen, bemerkbar wird.

[1]) Phys. Ztschr. **20**, 132ff. (1919).

[2]) Phys. Rev. **10**, 546 (1917).

Atomen, erst oberhalb der Resonanzspannung verlieren können, und daß dieser Betrag $h \cdot \nu_r$ dann quantitativ als Strahlung auftritt, deren optischer Wirkungsgrad von der Lage der Resonanzlinie abhängt. Wir wären demnach berechtigt, uns ein ideales Lampenmodell vorzustellen, bei welchem die obigen Bedingungen erfüllt sind, und dem wir für v_p/v_n Werte zugrunde legen, wie sie Franck in seiner angeführten Arbeit für das Verhältnis der Beweglichkeiten in ganz reinem Argon gefunden hat ($u_p = 1{,}37$ cm/sec, $u_n = 206{,}3$ cm/sec für 1 Volt/cm). Diese Verhältniszahl würde für die positive Säule besagen, daß die primäre Stromarbeit fast ganz an den negativen Trägern — im vorliegenden Falle freien Elektronen — erscheint. Wir können deshalb die Energie der positiven Teilchen vernachlässigen. Der an den Elektronen lokalisierte Hauptteil der elektrischen Arbeit müßte dann bei den unelastischen Zusammenstößen oberhalb des Resonanzpotentials als Strahlung von der Lampe emittiert werden. Würden z. B. die Elektronen praktisch nur Zusammenstöße mit neutralen Natriumdampfatomen haben, so wäre bei genügender Dichte des relativ kalten Metalldampfes[1]) und bei schwachem Gefälle nur die Anregung der Doppellinie D (oberhalb 2,12 Volt Elektronengeschwindigkeit) zu erwarten, d. h. unser Emissionsmodell würde mit einem Verlust von wenigen Prozenten der aufgenommenen Wattleistung die Stromarbeit nahezu quantitativ in Licht von der Wellenlänge 589 $\mu\mu$ umwandeln. Im Prinzip sind also Elektrolumineszenzvorgänge möglich, bei denen fast die ganze Wattenergie von Elektronen übernommen und beim ersten unelastischen Stoß in Resonanzstrahlung transformiert wird; und da wir durch passende Wahl des anzuregenden Dampfes, wie beim Na, die Emission an eine physiologisch günstige Stelle des Spektrums verlegen können — wir sahen früher, daß $b = \frac{\text{Sichtbare Strahlung}}{\text{Gesamtstrahlung}}$ selbst unter den bei gewöhnlichen Leuchtröhren geltenden Bedingungen den hohen Betrag von 0,8 erreichen kann —, so darf der Satz ausgesprochen werden: Es sind Lumineszenzlampen denkbar, die den schwarzen Körper, dessen maximaler Wirkungsgrad zwischen 6000^0 und 7000^0 liegt und für den b höchstens $= 0{,}43$ werden kann, im Nutzeffekt übertreffen.

In Wirklichkeit ersehen wir jedoch aus dem bei den bisherigen Röhrenanordnungen ermittelten Verhältnis der Gesamtstrahlung zum Wattverbrauch, daß die Elektronen sich dabei unmöglich so bewegen können wie bei den Versuchen von Franck und Hertz, da man sonst n. O. viel größere Werte für jenes Verhältnis beobachten müßte. Die Messung von v_p/v_n bestätigt uns, und zwar nicht allein bei höheren Drucken, wobei Verunreinigungen mit starker Elektronenaffinität nicht ganz auszuschließen sind und deshalb leicht negative Molionen gebildet werden, sondern auch bei Größenordnungen von 1 mm, wie in Edelgasleuchtröhren üblich, daß die Elektronen ihre Energie nicht lediglich als Strahlung, sondern überwiegend translatorisch an das Gas verlieren. Gleichviel, ob man mit Skaupy (l. c.) annimmt, daß die Elektronen einen Druck auf die neutralen Gasteilchen ausüben, oder ob sie sich an letztere unter Bildung von Molionen anlagern[1]), die Folge ist jedenfalls ein direkter Übergang der kinetischen Energie der im Felde bewegten Ladungen auf neutrale oder neutralisierte Atome, also eine Temperaturerhöhung der Gasfüllung und ein Abfluß der als Reibungsarbeit der Ionen aufzufassenden Wärme nach außen. Die Verwandtschaft zwischen der Ionenströmung in Entladungsröhren und der inneren Reibungsströmung der Gase ist oftmals hervorgehoben worden (Knudsen, Seeliger).

Für die positiven Ionen gilt das Gleiche in bezug auf die Umsetzung der elektrischen Arbeit in molekulare Wärmebewegung des Gases. Ebenso wie die negativen Atomionen ihre Bewegungsenergie bei jedem elastischen Stoß nach dem Impulssatz an neutrale Atome verlieren, müssen dies auch die positiven Massenteilchen tun. Die positive Stromarbeit kann in unreinen Gasen die Hälfte der aufgenommenen Energie ausmachen; bei Anwesenheit von Feuchtigkeitsspuren ist v_p/v_n häufig sogar > 1. Über die Ionisierungsfähigkeit der positiven Ionen wissen wir noch wenig, ebenso über den Nutzeffekt der von ihnen hervorgebrachten

[1]) Dem Techniker wird dieses natürlich stark hypothetische Modell vielleicht durch den Hinweis nähergebracht, daß nach Gehlhoff die Dämpfe von Alkalimetallen schon bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen spektral hervortreten, während das in der Röhre in großem Überschuß befindliche Helium an der Leitung überhaupt nicht teilnimmt. Bei höheren Temperaturen würden die Verhältnisse sich völlig ändern. Die Elektronenquelle könnte z. B. ein Glühdraht sein, dessen Energieaufwand wir hier vernachlässigen, da es sich um eine rein didaktische Betrachtung handelt. — Die Praxis zwingt uns allerdings ganz andere konstruktive Gesetze auf, deren Beobachtung zu Schlußfolgerungen führt, die der Wirklichkeit gerecht werden. Wären wir aber in den Dimensionen unserer Elektrolumineszenzlampen nicht beschränkt und in der Lage, mit sehr großen Räumen bei äußerster Gasverdünnung, jedoch unter Beibehaltung der Voraussetzung, daß der Energiezuwachs des Elektrons auf einem freien Wege relativ klein bleibt, zu arbeiten, so würde der Lichtumsatz wesentlich mit dem obigen Modell übereinstimmen. Man vergegenwärtige sich die Entstehungsbedingungen der Nordlichtphänomene.

[1]) Diese Anschauungsweise entspricht etwa der von Holm in seiner Glimmstromtheorie benutzten Hypothese des „Klebens" von Elektronen an neutralen Molekülen; aber mit einer durch die Erfahrung gestützten Erweiterung auf die Edelgase, die wenigstens oberhalb eines gewissen Verhältnisses von Elektronendichte/Gasdruck zulässig sein könnte.

Strahlung. Unterhalb einiger Volt (z. B. bei H_2 etwa 6 Volt) frei durchfallener Spannungsdifferenz scheinen sie dazu nicht imstande zu sein; ihre Energie ist dann für die Lichterzeugung verloren, solange die mittlere Temperatur der Gasmasse niedrig bleibt. Nun können wir aber die durch Zusammenstoß mit Molionen erlangte Bewegungsenergie der neutralen Atome teilweise als Temperaturstrahlung zurückgewinnen, wenn wir die Energiedichte in der Gasmasse sehr groß und ihre Abkühlung möglichst klein machen. Dies ist beispielsweise bei der Quarzlampe der Fall und erklärt die Ökonomiesteigerung bei wachsender Konzentration der elektrischen Arbeit. Auch der

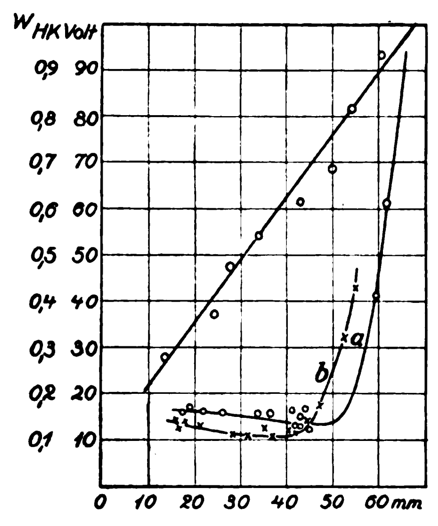


Fig. 10. Abhängigkeit der Spannung und des spezifischen Verbrauches von dem Abstand der Kohlenspitzen.

Metalldampfbogen der Drehstromlampe verdankt offenbar seinen hohen Wirkungsgrad dieser Form der Rückgewinnung der Molionenenergie. Überschreitet nämlich die Bogenlänge eine gewisse Grenze, etwa 40 mm, so kehrt sich die sinkende Tendenz des spezifischen Wattverbrauches um und nimmt jenseits des Minimums schnell zu. Die für zwei verschiedene Fälle *a* und *b* beim Natrium-Calciumdampfbogen erhaltenen Kurven (nach Wedding[1])) gibt Fig. 10 wieder. Zweifellos beruht dieses Verhalten auf der Abkühlung, die der Lichtbogen bei zu großer Länge erfährt, und zwar weniger durch seine Wärmestrahlung als durch Konvektion infolge Ausbildung einer ungünstig geformten Mantelfläche und durch Rückgang der Wärmezufuhr von den Elektroden her. Man darf also wohl folgern, daß die Metalldampfbogenlampen durchaus nicht am Ende ihrer Entwicklung stehen und daß es bei weiterer Einschränkung der Wärmeverluste mit Hilfe lang ausgezogener Entladungen von hoher Stromdichte möglich sein müßte, noch bessere photometrische Wirkungsgrade zu erhalten. Voraussetzung ist dabei, daß es gelingt, die notwendige Konzentration der in einem physiologisch günstig gelegenen Spektralbereich strahlenden Dämpfe auf der ganzen Länge des Lichtbogens aufrechtzuerhalten, worauf schon Hechler[1]) hingewiesen hat. Die Benutzung geeignet geformter Magnetfelder zur Aufrollung der Ionenbahnen erscheint dafür naheliegend. Nach den Ergebnissen von Gehlhoff[2]), dem es kürzlich geglückt ist, der Strahlung des positiven Kraters eine Metalldampfstrahlung von außerordentlich hohem Nutzeffekt überzulagern, dürften die voraufgehenden Schlußfolgerungen begründet erscheinen. Die Ionen, welche den beträchtlichen Anodenfall des Kohlebogens durchlaufen haben, befinden sich in einem Gebiet großer Energiedichte und sehr geringer Abkühlung.

Vermutlich würden sich derartige Metalldampflampen konstruktiv mehr dem zuerst von Podszus angegebenen Modell der Strahllampe nähern (D. R. P. Nr. 227270), bei welchem im Kathodenraum erzeugter Dampf unter Überdruck in einem feinen, die positive Säule bildenden, intensiv leuchtenden Strahl zur Anode geführt wird. Die für den Transport der Massenteilchen aufgewendete Arbeit ist unerheblich. Der Podszussche Gedanke bleibt dadurch bemerkenswert, daß bei einer derart ausgebildeten Säule Abkühlungs- und Absorptionsverhältnisse besonders günstig sind, weil von der Strahlachse aus nach der Wand zu ein sehr hohes Temperatur- und Konzentrationsgefälle herrscht und demzufolge die diskontinuierliche Emission nicht zu sehr geschwärzt wird. Denn die Strahlungsschwärzung bedeutet, daß das Emissionsvermögen in den Verbreiterungsgebieten der an sich scharfen Lumineszenzlinien[3]) demjenigen eines schwarzen Körpers von gleicher mittlerer Temperatur entspricht, also das Licht auch mit keinem höheren Wirkungsgrad abgegeben werden kann, als es jener besitzt. Je höher der Druck in derartigen Lampen hinaufgeht, desto mehr sind diese Verhältnisse zu berücksichtigen. Fig. 11 soll eine Vorstellung von der Podszusschen Strahlbogenlampe geben. Der im Kathodenraum *K* erzeugte Dampfstrahl tritt unter Überdruck durch die Düse *D* zur Anode *A*; das im Kondensraum *R* gesammelte, wiederverdichtete Kathodenmaterial fließt durch ein Ventil *V* zurück. Bei Versuchen, die Verfasser mit derart gebauten Lampen anstellte, erreichte der Wirkungsgrad bei reinem Quecksilber denjenigen der hochbelasteten Quarz-

[1]) Elektrotechn. Zeitschr. **33**, 581 (1912).

[1]) Elektrotechn. Zeitschr. **33**, 290 (1912).

[2]) Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 7 ff. und 37 ff. (1920).

[3]) Vgl. die Zöllnersche Verbreiterungstheorie in Scheiner, Spektralanalytische und photometrische Theorien. Leipzig 1909, S. 71.



lampe selbst in unvollkommenen, die Stromarbeit schlecht ausnutzenden Modellen. Auffällig war die starke Zunahme des spezifischen Wattverbrauches bei Gegenwart von Gasen, selbst solchen von geringer Wärmeleitfähigkeit (N_2, A), deren Linien im Spektrum des leuchtenden Dampfstrahles nicht sicher nachgewiesen werden konnten. Es verdient noch bemerkt zu werden, daß Quecksilber mit Rücksicht auf seine ungünstigen Absorptions-

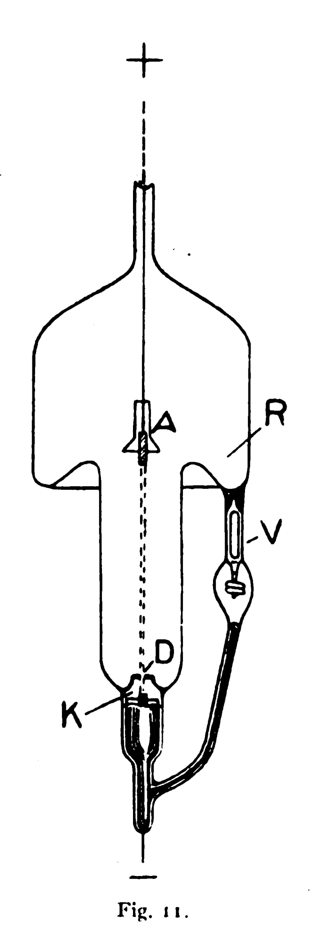


Fig. 11.

verhältnisse (vgl. Fig. 2, I. Teil) für die Durchführung des beschriebenen Prinzips weniger geeignet erscheint als die Alkalimetalle Na und Li, deren Temperaturstrahlungseffekt höher ist als bei Hg. Eine technische Weiterentwicklung der Dampfstrahllampe unter Berücksichtigung der vorstehenden Ausführungen ist allerdings erst dann zu erwarten, wenn es gelingt, auch bei Anwendung von Alkalimetallen haltbare und genügend lange durchsichtig bleibende Gefäße zu erzielen. An dieser Frage sind bekanntlich die Dampflampen mit Alkaliquecksilberamalgamen bisher stets gescheitert.

Ob Entladungslampen mit hoher Energiedichte auch bei Edelgasen aussichtsreich wären, ist noch ungeklärt. Wir können aber auf Grund der Untersuchungen von Franck und Hertz[1]) über die Bewegung von Elektronen in Helium voraussehen, daß ein Erfolg nur im Zustande höchster Reinheit anzunehmen wäre. Insbesondere müßte, wenn man die Strahlung des Edelgases erhalten will, die positive Säule vollkommen frei von Gasen und Dämpfen höherer Elektronenaffinität sein. Hertz berechnet, daß eine 5 cm lange Entladungsstrecke, welche in ganz reinem Helium von N Elektronen frei, d. h. ohne Geschwindigkeitsverlust, durchlaufen wird, bei Hinzutreten von 1 Molekül elektronegativen Gases auf $1{,}5 \cdot 10^6$ Heliumatome nur noch von N/100 Elektronen ohne Zusammenstoß mit einem Molekül der Verunreinigung, d. h. ohne Abgabe eines Teiles ihrer kinetischen Energie, zurückgelegt werden kann. Bei dem heutigen Stande der Technik dürften derartige Reinheitsgrade, wie sie in den vorstehenden Zahlen zum Ausdruck kommen, unerreichbar sein. Es ist aber noch eine zweite Schwierigkeit vorhanden. In absolut reinen Edelgasen sollte der Potentialgradient nach Franck und Hertz unabhängig vom Drucke sein. Die Herstellung hoher Spannungsgefälle und Wattkonzentrationen wäre dann ausgeschlossen. Allerdings bestehen Zweifel bezüglich der Druckunabhängigkeit des Gradienten, die nur durch Prüfung an völlig reinen Gasen geklärt werden könnten. In Edelgasen von normalerweise in Leuchtröhren zu erreichenden Reinheitsgraden ist der Gradient vom Druck nicht unabhängig und zeigt den gewohnten Verlauf.

Wenn uns bisher die Auffassungen von Franck und Hertz, die durch ein umfangreiches experimentelles Material gestützt werden, als Grundlage der Betrachtung des Leit- und Strahlungsvorganges in der positiven Säule dienten, so ist doch nicht zu übersehen, daß deren Mechanismus offenbar viel verwickelter ist, als ihn die unter einfacheren Verhältnissen gewonnenen Ergebnisse jener Forscher darzustellen verlocken. Die Beobachtungen von Paschen[2]) an elektrisch erregtem Helium zwingen zu einer durchgreifenden Änderung des Bildes jener Vorgänge. Bei vielen Gasen und Dämpfen, darunter He, Hg, CO_2, macht bekanntlich die ultrarote Strahlung den Hauptteil der Gesamtstrahlung aus. Die unmittelbare Anregung derartiger Frequenzen durch Elektronenstoß gegen neutrale Edelgas- oder Metallatome kommt nach Franck und Hertz nicht in Frage, da Elektronen bei den entsprechenden Geschwindigkeiten (für eine Wellenlänge von 0,8 μ, also die Grenze des sichtbaren Rot gegen Ultrarot, wären etwa 1,5 Volt erforderlich) elastisch zurückgeworfen werden.[3])

[1]) Verh. D. Phys. Ges. **19**, 287 (1917).

[2]) Ann. d. Phys. **45**, 625—656 (1914).

[3]) Die gewöhnliche Auffassung der ultraroten Bandenspektra als Rotationsspektren von molekularen Dipolen ist auf reine einatomige Gase oder Dämpfe offensichtlich nur

Nun entdeckte Paschen, daß das im unerregten Zustande für die Linien 1,08 μ und 2,06 μ vollkommen durchlässige Helium Licht dieser Wellenlängen merklich absorbiert, sobald ein schwacher Strom durch das Gas geschickt wird. Die Entladung schafft demnach offenbar eine gewisse Zahl angeregter, mehrquantiger Atome, welche befähigt sind, die den geringen Frequenzen entsprechenden kleinen Energiebeträge aus der einfallenden Strahlung aufzunehmen und wieder zu emittieren. Bedenkt man nun, daß die erwähnten ultraroten Linien die stärksten des Spektrums der Heliumröhre sind, so liegt die Annahme nicht fern, daß das für die Anregung jener Frequenzen erforderliche Energiequantum aus einem Elektronenstoß entnommen werden kann; d. h. der Stoß gegen „angeregte" Atome erfolgt auch bei den in Frage kommenden geringeren Elektronengeschwindigkeiten weit unterhalb des Resonanzpotentials unelastisch. Wahrscheinlich geraten die Atome in den durch mehrquantige Bahnen gekennzeichneten Erregungszustand beim Anprall der Ionen oder anderer Atome von genügender Geschwindigkeit[1]), was allerdings voraussetzt, daß entweder doch eine merkliche Zahl sehr schneller Ionen in dem Edelgas vorhanden sind oder aber mehrwertige Ionen vorkommen. Diese Überlegung erklärt das Auftreten der intensiven Linienspektren im Sichtbaren bei Gasen mit hoher Ionisierungsspannung wie He und Ne.[2]) Die zweite Deutungsmöglichkeit durch Annahme stufenweisen Zurückspringens von Elektronen bei Wiedervereinigungsprozessen verliert an Wahrscheinlichkeit, wenn man bedenkt, daß offenbar weniger Zusammenstöße zwischen negativen und positiven Trägern vorkommen als zwischen negativen Trägern und angeregten Atomen.

Damit ist ein weiteres Moment für das Verständnis der Tatsache gewonnen, daß v_p/v_n in Leuchtröhren von ganz anderem Betrage gefunden wird, als es bei Zugrundelegung eines nur mit Elektronenstößen gegen neutrale Atome arbeitenden Modells angenommen werden sollte. Die Elektronen können nicht so hohe Anteile an der gesamten Stromarbeit erlangen; sie verlieren sie bei geringeren Geschwindigkeiten, als dem Resonanzpotential entspricht, teils translatorisch durch Ionenbildung und „Kleben", teils als Strahlung von Serien, deren Grundbahnen mehrquantige Elektronenbahnen „angeregter" Atome sind (wie z. B. die Balmerserie des Wasserstoffs), und deren Linienverteilung zwischen Sichtbar und Ultrarot von der Natur des Gases und von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen abhängt. Die ultrarote Emission ist für die Lichterzeugung verloren, die ultraviolette kann, wie verschiedentlich, beispielsweise von Urbain[1]), versucht wurde, durch fluoreszierende Stoffe in sichtbares Licht umgeformt werden, wenngleich vorerst mit mangelhaftem Nutzeffekt und schneller „Ermüdung". Auf diesem Gebiete sind jedoch Fortschritte möglich und ganz besonders im Hinblick auf Wechselstromgaslampen, zur Ausfüllung der Leuchtpausen während der Polwechsel mittels Phosphoreszenzkörper, wünschenswert.

Eine wichtige Rolle spielt bei der Ionenströmung in der positiven Säule die Wandung der Röhre, deren Einfluß auf die Feldverteilung, die Krümmung der Äquipotentialflächen und somit auf den Quergradienten Gegenstand neuerer Arbeiten ist. Wandladungen und innere Raumladung, für deren Erklärung die verschiedenen Diffusionsgeschwindigkeiten der Ionen entgegengesetzten Vorzeichens und die Adsorption herangezogen werden, haben auch für die Bilanz der Lichterzeugung eine wesentliche Bedeutung und zwingen uns zu weiteren Berichtigungen der im Voraufgehenden entwickelten Auffassung vom Mechanismus der (als raumladungsfrei behandelten) positiven Säule. Ein Beispiel des Wandeinflusses geben die an Neonröhren aufgenommenen Kurven der Fig. 12. Hier wirkt die Verkleinerung des Rohrdurchmessers unter ein gewisses Maß ungünstig ein; ebenso die Überschreitung der günstigsten Stromdichte (vgl. Kurve I). Die Kurven beziehen sich auf konstanten Druck.[2]) Bei höheren Drucken werden

---

übertragbar, wenn man „angere_te" bzw. im Zustande der Wiedervereinigung befindliche Atomgebilde in dem hier gedachten Sinne als Dipole betrachtet. Dem äußeren Felde gegenüber sind derartige Gebilde mit mehrquantigen Elektronenbahnen nicht neutral; sie erfahren in ihm einen Impuls, der die Achse des elektrischen Momentes in die Feld richtung einzustellen sucht; dies führt auf eine Schwingungsbewegung, an welcher die Kernmasse teilnimmt und die durch die ultrarote Wärmestrahlung gedämpft wird.

[1]) Die auf rein thermischem Wege zustande kommende, verbreiterte Linienemission hocherhitzter Dämpfe (Versuche von King, Gibson u. a.) kann nur so erklärt werden, daß die Atome gewisse hinreichende Stoßgeschwindigkeiten erlangt haben; die Atomfelder dürften dabei eine wichtige Rolle spielen.

[2]) Alle zur Erklärung der Eigenschaften der positiven Säule (Abnahme des Gradienten mit wachsendem Strom) eingeführten Hypothesen (vgl. die Übersicht von Seeliger in Marx, Handbuch der Radiologie, Bd. 3, S. 87), die „Lockerungshypothese", die „partielle Ionisierung" usw. enthalten implicite derartige Vorstellungen über Geschwindigkeitsverluste der Elektronen beim Stoß gegen angeregte Atome.

[1]) Urbain empfahl zuerst das Hineinbringen fluoreszierender Stoffe in Heliumröhren zwecks Ausnutzung der Ultraviolettstrahlung.

[2]) Das Gesetz $a \cdot d =$ Konst. (worin a das Gefälle, d den Rohrdurchmesser bedeutet) gilt nach Claude bei konstanten Drucken und Stromstärken für Neonröhren ebenso, wie bei Hg-dampf. Würde das Leuchten der positiven Säule in Neon nur auf der Wiedervereinigung beruhen, so könnte bei konstantem Druck die Helligkeit $H \sim k \cdot i$ gesetzt werden (k Proportionalitätsfaktor, der vom Druck abhängt, i Stromstärke). Damit ergäbe sich die Ökonomie

$$H/W \sim \text{Konst.}' \, i \cdot d \, .$$

die durch das Querfeld gegen die Wandung getriebenen Ionen auf kürzeren Strecken abgebremst und verlieren ihre Energie dabei teilweise in Form von Strahlung; die Lichtsäule erscheint dann in der Achse zusammengeschnürt, was besonders beim Hochdruckquecksilberlichtbogen ausgeprägt und für die Ausbildung des Temperaturgefälles günstig ist. In Edelgasröhren, die Hg-Dampf enthalten, ist dessen Emission in dem Wandgebiet sichtbar, welches den mit dem charakteristischen Gasspektrum leuchtenden Entladungsstrang umgibt;



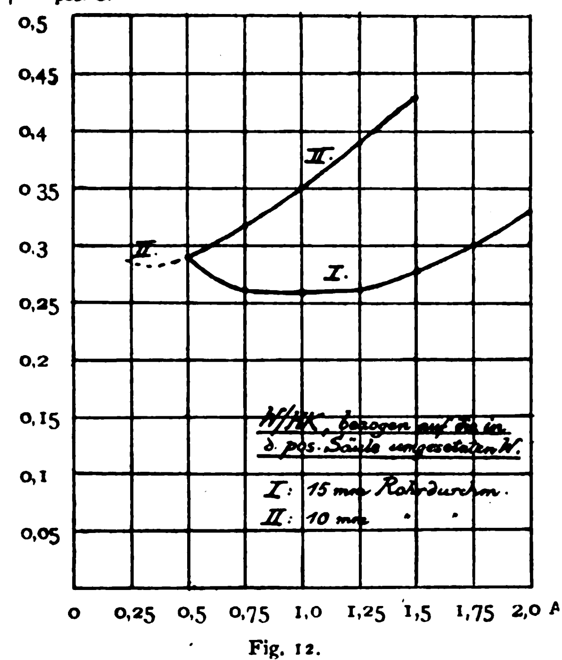


Fig. 12.

ein Beweis dafür, daß die Elektronen beim Durchfliegen der äußeren Zone noch hinreichende Energie zur Anregung der Hg-Linien besitzen. Wie erheblich die Konvektion von Ionenenergie nach der Wandung der Röhre werden kann, zeigt sich häufig bei Bogenentladungen unter sehr geringem Druck, z. B. in Hg-Dampf von 0,01 bis 0,001 mm, wo bei einem Längsgefälle von 0,5 Volt/cm und etwa 1 Ampere Stromstärke Wandpartikelchen zu lebhaftem Glühen kommen, offenbar infolge des Bombardements durch Ladungen, deren Energie auf diese Weise zur Erwärmung des Gefäßes verbraucht wird. Infolge der großen freien Weglänge erreicht eine erhebliche Zahl von Ionen unabgebremst die Wandung.

Der Wirkungsgrad müßte also mit dem Rohrdurchmesser wachsen. Dies bestätigt sich aber nur bei genügend hohen Stromdichten; ferner gehört zu jedem *d*-Wert ein anderer Druck für das Optimum der Lichtintensität, und zwar wird der günstigste Druck mit zunehmendem Durchmesser geringer.

Aus alledem ersehen wir, daß die Energiebilanz bei der Lichterzeugung durch leitende Gase und Dämpfe recht verwickelt ist. Wir können aber nach dem im Voraufgehenden dargelegten Stande unserer Kenntnis von der inneren Struktur der positiven Säule folgende Leitsätze für die Entwicklung der Metalldampflampen zusammenfassen:

1. Anwendung hoher Dampfdrucke und damit genügend kleiner Potentialgefälle auf die freie Weglänge.[1])
2. Auswahl solcher Dämpfe, bei denen die dem unerregten Atom zugehörige langwellige Grenzlinie der Hauptserie (Absorptionsserie), die stets am intensivsten auftritt, an einer physiologisch günstigen Stelle des leuchtenden Spektrums liegt; z. B. Na, Tl oder Hg (dessen stärkste sichtbare Linie 546,1 $\mu\mu$ allerdings zur 2. Tripletnebenserie gehört). Die leichte Anregung der Resonanzlinien *D* des Natriums unter verschiedenen Bedingungen ist bekannt.
3. Hohe Strom- und Energiedichte zwecks Steigerung der auf die Gasatome übergehenden translatorischen Energie bis zur Temperaturstrahlung, die durch das Entstehen verwaschener Linien (als Folge der stärkeren Dämpfung durch gegenseitige Störung der Atomfelder) gekennzeichnet ist. Schaffung hoher Temperaturgefälle senkrecht zur Achse der positiven Säule bei möglichst dünnen absorbierenden Dampfschichten.

Bei leuchtenden Gasen sind die Verhältnisse verwickelter. Hier ist in der Regel ein ziemlich niedriger Umkehrdruck vorhanden, der für das Leitfähigkeits- und Lichtausstrahlungsmaximum bei weiten Röhren zusammenfällt, während in Kapillaren die maximale Leuchtökonomie meist erst bei höherem Druck, als dem Spannungsminimum entspricht, erreicht wird. In mehratomigen Gasen (N_2) sind die Bedingungen besonders unübersichtlich und für die einzelnen Komponenten des Spektrums verschieden.

[1]) Bei hohem Gesamtdruck des Dampfes oder Gases kann der Partialdruck des zur hauptsächlichen Emission gelangenden Anteils gering sein, falls die Differenz der Ionisierungsspannungen erheblich ist. Sind diese J_1 und J_2 für zwei vorhandene Bestandteile, so ist die relative Intensität der leichter anregbaren Komponente eine Exponentialfunktion von

$$J_1^2 - J_2^2;$$

das schwerer zu erregende Gas, z. B. He bei Gemischen von Hg-Dampf und He, leuchtet nicht, bedingt jedoch einen Entladungstypus, der vollständig seinem hohen Partialdruck entspricht. Das photometrische Ergebnis ist dabei aber ungünstiger, als wenn ausschließlich die leichter anzuregende Dampfart bei gleich hohem Gesamtdruck zugegen ist; offenbar geht ein größerer Bruchteil der Energie auf die He-Atome ohne Strahlung über (also rein translatorisch), oder es spielen Wärmeleitung und Wirkungen des Querfeldes eine Rolle.

Von den Anforderungen der Praxis seien als die hauptsächlichsten genannt:

a) Erzeugung „weißen" Lichtes;
b) Schaffung von Lampeneinheiten mit genügend kleiner Lichtstärke;
c) Anpassung an die herrschenden Bestrebungen der Elektrotechnik in bezug auf die Energieversorgung (Stromart, Normalspannung usw.).

Der Bedingung a) kann nur durch leuchtende Gemische genügt werden. Es wird hier auf die Versuche hingewiesen, den Hg-Bogen an roten Strahlen zu bereichern, was teils durch Kombination mit dem Neonspektrum[1]), teils durch Metalldampfgemische (Amalgamlampen) erzielt wurde. Verfasser vermag die — teilweise in Materialfragen begründeten — Schwierigkeiten nicht zu übersehen, die der weiteren Durchbildung der mit Legierungen von 90—97 % Cd und 3—10 % Hg arbeitenden Hochdruckdampflampen im Wege stehen (vgl. Tabelle Fig. 3, I. Teil). Der spezifische Verbrauch dieser weiß leuchtenden Lampen ging bei hoher Belastung auf 0,16 W/HK herunter; und auch in anderer Hinsicht, bezügl. Zündung, Stabilität usw., schien die Erfindung entwicklungsfähig, da man von der günstigen statischen Charakteristik weitgehende Beschränkung des Beruhigungswiderstandes erwarten durfte[2]) und die Lampe infolge Anwendung einer Legierungsanode erheblich reduzierte und zudem (zur Erzeugung des Dampfdruckes in der positiven Säule) gut ausgenutzte Anodenleistung aufwies.[3]) Die Beseitigung der noch vorhandenen technischen Schwierigkeiten würde allerdings bei dem heutigen Preise des Quarzglases wenig nützen.

Die Forderung b) ist zeitgemäß, da das Bedürfnis nach weitgehender Unterteilung der Stromenergie ohne Verringerung der Leuchtökonomie besteht. Ähnlich wie bei den Temperaturstrahlern (Halbwattlampen) ist auch bei den Dampflampen die Verbesserung des Wirkungsgrades bisher nur durch stark vermehrte Belastung, also immer stärkere Einheiten, ermöglicht worden. Nunmehr sollte darauf hingearbeitet werden, Entladungen von großer räumlicher Dichte auch in kleineren Dimensionen zu verwirklichen. Bei niederkerzigen Lampen tritt gegenüber dem heutigen Stande eine Verbesserung schon ein, falls der spezifische Verbrauch 0,5 W/HK erreicht; und wenn wir gar von der Zukunftslampe dieses Bereiches Größenordnungen zwischen 0,1 und 0,3 W/HK erwarten dürfen (was bei der leichten Erreichbarkeit derartiger Werte mittels hochkerziger Dampflampen erlaubt ist), so müßten wir beispielsweise für eine 20 HK-Lampe im Durchschnitt nicht mehr als 5 Watt annehmen. Dabei kann es sich nur um Glimmentladungen handeln; und hierin liegt, abgesehen von dem bei so kleinen Abmessungen ungünstigen Energieumsatz in der positiven Säule, eine weitere Schwierigkeit, weil wir mit den gegenwärtig vorhandenen Mitteln allein für die Elektronenquelle mindestens 30 % jener Leistung an der Kathode verbrauchen müssen. Andere, weniger Energie verzehrende selbständige Elektronenstrahler zu erschließen, dürfte aber eine äußerst schwere Aufgabe sein.

Die Tendenz, zu immer höheren Gebrauchsspannungen hinaufzugehen, kommt zwar der elektrischen Gaslampe in ihrer heutigen, unvollkommenen Form entgegen, da sie die „äußeren" Verluste prozentual niedriger zu halten erlaubt und die Zündungsfrage vereinfacht; für die nach dem obigen Leitsatz 1. gebildeten, vervollkommneten Lampen würde sie jedoch eher hinderlich sein, sobald bei hoher spezifischer Leitfähigkeit des betr. Dampfes das Potentialgefälle relativ klein wird. Die Unterbringung eines langen Entladungsweges in der Lampe bei gleichzeitiger Vermeidung der Abkühlung würde konstruktive Unannehmlichkeiten bereiten.

Aufgabe der wissenschaftlichen Physik ist es, dem Beleuchtungstechniker durch Weiterentwicklung der Theorie des Glimmstromes — hauptsächlich vom Standpunkt der Gleichgewichtslehre aus — rechnerische Mittel in die Hand zu geben,

[1]) Skaupy ist es gelungen, ein gutes Mischlicht durch Einführung des Hg-Dampfes von der Anodenseite her zu erzielen; die Ökonomie ist dann jedoch geringer als bei reinem Neon (etwa nur 1,5 HK/W statt 2 HK/W).

[2]) Bei der ebenfalls auf dem steigenden Ast ihrer Stromspannungskurve arbeitenden Quarzlampe ist trotz der positiven Werte von dE/di ein Widerstand erforderlich, weil statische und dynamische Charakteristik nicht übereinstimmen, mithin schnelle Änderungen der Netzspannung Instabilität hervorrufen würden. Der durch die Dampfspannung bedingte Widerstand der positiven Säule ändert sich zu träge. Die Cd-Dampflampe folgt Stromänderungen mit ihrem inneren Widerstande rascher und dürfte daher weniger Ballastwiderstand beanspruchen. Bei Gasröhren mit positiver Charakteristik, deren Druck nahezu von der Belastung unabhängig ist, sollte man erwarten, daß der Vorschaltwiderstand tatsächlich fast auf Null reduziert werden kann (zweckmäßig als Selbstinduktionsspule von hohem L und kleinem R; vgl. I. Teil).

[3]) Photoeffekt an der Anode (s. I. Teil) bedingt durch primär vermehrte Elektronendichte, mithin erhöhtes Gefälle, eine neue Gleichgewichtseinstellung, die sekundär, infolge des Geschwindigkeitszuwachses der unmittelbar von der Anode ausgehenden positiven Ionen, beschleunigte Abnahme der Wiedervereinigung, dadurch erhöhte Ionisation und Absinken des Anodenfalles herbeiführt. Skinner hat diese Überlegung experimentell bestätigt, indem er zeigte, daß der Anodenfall im Glimmstrom beim Heranrücken an die Kathodenglimmschicht verschwindet. Der Photoeffekt ist unter gewöhnlichen Verhältnissen von zu geringer Größenordnung, um in der gedachten Weise zu wirken; er mag indessen an einer verdampfenden Legierungsanode höhere Beträge haben. Diese Annahme wird gestützt durch den nachgewiesenen Einfluß ultravioletter Bestrahlung auf den Kathodenfall der Glimmentladung [Dember und Gehlhoff, Verh. D. Phys. Ges. **8**, 264 (1906)].

um unter Verwertung des umfangreichen Erfahrungsmaterials der Spektroskopie und in Anpassung an die physiologischen Eigentümlichkeiten des Auges diejenigen Zustände des Systems vorausbestimmen zu können, welche die höchste Leuchtökonomie ergeben. Die Untersuchungen von Franck und Hertz sowie die Bohr-Sommerfeldsche Vorstellungswelt haben hierfür neue Wege gewiesen; und wenn irgendwelche Tatsachen die Hoffnung zulassen, daß wir künftig die Leuchtvorgänge in stromleitenden Gasen und Dämpfen vom Standpunkte des technischen Wirkungsgrades besser beherrschen werden, so sind es solche wie die Durchbrechung des Auswahlprinzips bei hoher Elektronendichte in der Röhre, die Abhängigkeit der Feinstruktur von den Anregungsbedingungen, der Starkeffekt usw. Es sei in diesem Zusammenhange kurz daran erinnert, in wie eigentümlicher Weise z. B. das Verhältnis Momentanwert der elektrischen Energie/Momentanwert der Lichtintensität bei oszillatorischer Entladung sich sowohl mit der Phase als auch mit der Amplitude verändert. Damit ist ein Mittel zur Analyse des Lichtumsatzes gegeben.[1]) Unmittelbar nach Einsetzen der Entladung wird die Hauptmenge des Lichtes innerhalb äußerst kurzer Zeit erzeugt (Aston fand bei Neon 10^{-7} sec); der Rest der Energie wird durch eine Art „Nachleuchten" verzehrt, die von Molionen herrührt. Hier haben wir es anfänglich wohl mit dem Stoß freier Elektronen zu tun, die zunächst noch nicht an Atome angelagert oder damit in gaskinetische Wechselwirkung getreten sind. Verfasser hat in dem deutschen Patent Nr. 255311 ein auf ähnliche Überlegungen gegründetes Verfahren zur Erregung von Leuchtröhren mittels Hochfrequenz angegeben (1912). Möglicherweise wird man in Zukunft, mit vereinfachten Mitteln zur Schwingungserzeugung, auf dergleichen Gedankengänge zurückkommen.

[1]) F. W. Aston, Proc. Cambridge Phil. Soc. **19**, 300—306 (1920).

(Eingegangen am 17. Juni 1920.)

Rutherfords Arbeiten über den Zusammenstoß von α-Teilchen mit leichten Atomen.

Von Wilhelm Rihl.

Die neuen, im Juniheft 1919 des Phil. Mag. veröffentlichten Arbeiten[1]) Rutherfords über den „Zusammenstoß von α-Teilchen mit leichten Atomen" geben uns äußerst wichtige Aufschlüsse über die Zusammensetzung des Atomkerns und die Vorgänge, die sich abspielen, wenn α-Teilchen hoher Geschwindigkeit in dessen Nähe kommen.

[1]) Phil. Mag. 1919, 537—587.

Nachdem gerade Physik und Chemie im Laufe der letzten zwei Jahrzehnte das neue Gebiet der Kenntnis vom Atomaufbau einigermaßen zugänglich gemacht haben, öffnet sich der Naturwissenschaft schon wieder ein ganz neues Feld der Betätigung, nämlich die Erforschung des Aufbaues des Atomkernes, der das Atom „im Innersten zusammenhält", und Rutherfords Arbeiten bedeuten den ersten kühnen Entdeckerschritt in dieses neue unbekannte Gebiet hinein.

Die rasche Entwicklung der radioaktiven Forschung hat uns gelehrt, daß die radioaktiven Elemente mit hohem Atomgewicht, die am Ende des periodischen Systems der Elemente stehen, nicht beständig sind, sondern unter gewissen Strahlungserscheinungen in andere Elemente zerfallen. Das Atom gibt entweder ein α-Teilchen oder ein Elektron ab und wandelt sich dadurch in ein andersartiges Atom um. Bei allen radioaktiven Vorgängen war es aber bisher ganz unmöglich, künstlich irgendwie den Zerfallvorgang zu beeinflussen, ihn etwa zu beschleunigen, das Atom zerfällt ganz ohne unser Zutun. Gewisse Zahlenunterschiede zwischen den Atomgewichten der nicht aktiven chemischen Elemente ließen zwar vermuten, daß auch bei diesen vielleicht eine ähnliche Umwandlung denkbar sei, und daß überhaupt die Elemente aus einfacheren Bestandteilen aufgebaut seien — hatte doch schon 1815 der englische Arzt Prout die Hypothese aufgestellt, daß das Wasserstoffatom der Elementarbaustein aller anderen Elemente sei — aber, abgesehen von der Tatsache, daß auch Kalium und Rubidium β-Strahlung zeigen, also Elektronen aussenden, ist es nirgends gelungen, bei den Elementen mit niedrigerem Atomgewicht als 206, dem Atomgewicht des Bleis, einen Zerfall des Atoms zu beobachten, sei es auf natürliche Weise, sei es durch die experimentelle Kunst des Forschers. Erst Rutherfords neueste Arbeiten lehren uns die Mittel, die wir anwenden müssen, wenn wir künstlich ein Atom zertrümmern wollen; wir müssen das Atom mit der stärksten Energiemenge, die uns augenblicklich zur Verfügung steht, nämlich mit der Bewegungsenergie der α-Teilchen angreifen, dann gelingt es wenigstens beim Stickstoff, das Atom zu zerlegen, indem aus dem Stickstoffatomkern ein Bestandteil abgespalten wird, der sich als Wasserstoffatomkern herausstellt. In dieser neuen Möglichkeit, zugleich aber in den Aufschlüssen, die wir zahlenmäßig über den Atomkern erhalten, liegt die ungemeine Bedeutung der unter den augenblicklichen Verhältnissen leider im Urtext bei uns schwer erhältlichen Rutherfordschen Arbeiten, über deren Inhalt ich kurz zusammengefaßt berichten will.

Um die Tragweite der Rutherfordschen Versuche zu verstehen, müssen wir uns zuerst kurz mit den neueren Anschauungen über den Bau

des Atoms befassen. Das Rutherford-Bohrsche Atommodell besteht aus dem im Innern des Atomes gelagerten positiv elektrisch geladenen Atomkern, der auf engstem Raum zusammengedrängt die eigentliche Atommasse enthält, und den um ihn herum auf bestimmten Bahnen oder räumlichen Schalen kreisenden kleinsten Teilchen negativer Elektrizität, den Elektronen. Die Bahnen der Elektronen sind Ellipsen, in deren einem Brennpunkt sich der Atomkern befindet. Wir haben also im Atom ein Planetensystem im Kleinen, das ebenso wie das der Sonnentrabanten die bekannten drei Keplerschen Gesetze befolgt, sich aber in einem wichtigen Punkte von dem System

Neutrales H-Atom.

$a_1 = 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm

$a_2 = 4\,a_1 \ldots\ldots a_n = n^2 \cdot a_1$

Fig. 1.

der Wandelsterne unterscheidet; das Elektron kann nämlich, wenn es keine Energie nach außen strahlt, nur auf gewissen bestimmten Bahnen um den Kern umlaufen. Es sind nicht alle möglichen Ellipsen als Bahn zulässig, sondern die Ellipsenausmaße (Flächeninhalt und Hauptachsenverhältnis) lassen sich durch quantentheoretische Überlegungen bestimmen, und es zeigt sich, daß nur ganz bestimmte ausgezeichnete Ellipsen mit der Quantentheorie vereinbar, also möglich sind. Im einfachsten Sonderfall kann die Ellipse auch zu einem Kreise werden, und, um einen Begriff von der Größenordnung zu geben, sei erwähnt, daß beim einfachen Atom, dem Wasserstoffatom, der Radius der innersten Elektronenbahn, der sogenannten einquantigen Bahn, die Länge von $a_1 = 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm hat, der Radius der nächstfolgenden äußeren, der zweiquantigen Bahn ist dann $4\,a_1$, der der dreiquantigen $9\,a_1$ usw. (s. Fig. 1). Bei Atomen mit höherem Atomgewicht haben wir eine größere Anzahl von Elektronen, die nun in verschiedenen Ringen oder räumlichen Schalen in Anordnungen kreisen, die der Regelmäßigkeit des periodischen Systems der Elemente entspricht. Ist das Atom elektrisch neutral, so muß die positive Ladung des Kernes gleich der negativen Gesamtladung der außen kreisenden Elektronen sein, so hat z. B. das neutrale Stickstoffatom 7 Elektronen und die positive Kernladung 7, im periodischen System hat es die Ordnungszahl 7, die ungefähr mit dem halben Atomgewichte übereinstimmt. Verliert ein neutrales Atom ein Elektron, so wird es hierdurch zum einfach geladenen positiven Ion; lagert sich dem neutralen Atom noch ein Elektron an, so wird es zum einfach negativ geladenen Ion, maßgebend für die Eigenart des Elementes bleibt immer der Atomkern und dessen elektrische Ladung, nicht die Zahl der äußeren Elektronen.

Dieses Bohr-Rutherfordsche Atommodell gestattet nun weitgehende Folgerungen über das physikalische und chemische Verhalten des Atoms zu ziehen, und zwar hat sich gezeigt, daß die äußeren Elektronenringe oder Schalen eines Atoms der Sitz der chemischen Valenzkräfte und der Entstehungsort der gewöhnlichen Spektra sind, daß die inneren Elektronen in der Nähe des Kernes maßgebend sind für die bei entsprechender Anregung ausgesandten Röntgenstrahlen (Hochfrequenzspektra), und daß der Kern mit seiner positiven Ladung und den in ihm etwa enthaltenen Kernelektronen der Ursprungsort der radioaktiven Vorgänge ist, die also das Atom in seinem Innersten verändern.

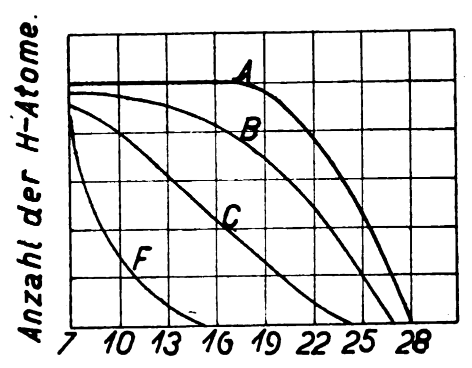
Nach diesem kurzen Bericht über den neuesten Stand der Erkenntnis vom Bau des Atomes wollen wir jetzt die neuen Rutherfordschen Arbeiten kennen lernen.

Die ersten beiden Arbeiten beschäftigen sich mit dem Verhalten von Wasserstoffgas, das einer Strahlung von α-Teilchen ausgesetzt wird. Ein α-Teilchen ist nichts anderes als ein Heliumatom mit zwei positiv elektrischen Elementarladungen. Das Helium hat im periodischen System die Ordnungszahl 2, also kommen einem neutralen Heliumatom zwei Elektronen zu, die den doppelt positiv geladenen Kern umkreisen; das α-Teilchen aber hat als doppelt positiv geladenes Heliumatom beide Elektronen verloren und besteht nur noch aus dem Kern, es ist somit von winzigen Abmessungen, selbst gegenüber den Ausmaßen des Atoms von der Größenordnung 10^{-8} cm, nach Rutherford von der Größe von etwa $3 \cdot 10^{-13}$ cm.

Rutherford läßt die α-Strahlen von einem aktiven Radium-C-Präparat ausgehen, das sich auf einem Metallscheibchen innerhalb des mit Wasserstoff gefüllten Versuchsrohres befindet. Die α-Strahlen von Radium-C haben eine Reichweite in Luft von etwa 7 cm, entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1{,}92 \cdot 10^9$ cm/sec. Eine Öff-

nung am Ende des Rohres ist durch eine dünne Metallfolie, z. B. aus Silber oder aus Aluminium von bestimmtem Absorptionsvermögen verschlossen. Außerhalb des Rohres steht nahe der erwähnten Folie ein Zinksulfidschirm. Ein solcher Schirm leuchtet szintillierend auf, sobald er von α-Teilchen getroffen wird, diese Szintillationen lassen sich im Mikroskop beobachten und zählen, wenn sich die ganze Anordnung in einem dunklen Raum befindet. Zwischen Folie und Zinksulfidschirm kann Rutherford weitere verschluckende Metallschichten einschieben, auch läßt sich die Geschwindigkeit der von der Strahlungsquelle ausgehenden α-Strahlung durch dünne Metallschichten dicht hinter der Strahlungsquelle auf kleinere Werte herabbremsen. Die Anordnung ist nun so getroffen, daß die absorbierende Gasschicht und die absorbierenden Folien vor dem Zinksulfischirm gleichwertig einer absorbierenden Luftschicht sind, die länger ist als die Reichweite der α-Strahlen in Luft, also größer als 7 cm, es kann somit kein α-Teilchen bis zum Zinksulfidschirm vordringen. Die β-Strahlen, die von der Strahlungsquelle ausgehen, werden durch ein Magnetfeld abgelenkt, so daß auch sie keine Szintillationen hervorrufen können. Es zeigt sich nun — und dies hatte schon Marsden 1914 beobachtet —, daß durch den Zusammenstoß der α-Teilchen mit den Wasserstoffatomen unter gewissen Bedingungen einzelne Wasserstoffatome so hohe Geschwindigkeiten erhalten, daß sie den Gasraum als sogenannte H-Strahlen durchfliegen und den Schirm zum Szintillieren bringen.

Rutherford hat nun planmäßig die Häufigkeit dieser Szintillationen gezählt. Die Kurve A in Fig. 2, die der Rutherfordschen Arbeit entnommen ist, zeigt das Zählungsergebnis bei α-Strahlen von 7 cm Reichweite in Abhängigkeit von der Länge der durchlaufenen absorbierenden Gasstrecke. Man sieht, daß die Zahl bis zu etwa 19 cm absorbierender Schichtdicke konstant bleibt, dann aber rasch abnimmt, die größte auftretende Reichweite wurde bei etwa 28 cm beobachtet. Aus diesen Messungen kann man den Schluß ziehen, daß die äußerst raschen Wasserstoffatome, die in einer dünnen Schicht erzeugt werden, mit fast gleichmäßiger Geschwindigkeit das Gas durcheilen, und daß ihre Bahnrichtungen nach dem Stoß nur unter kleinen Winkeln (kleiner als etwa 15°) gegen die Richtung des erzeugenden α-Strahles abweichen. Die Kurven B, C und F geben die Zählungsergebnisse bei α-Strahlen geringerer Reichweite (6,6 cm, 6,1 cm, 3,9 cm) wieder; die so erzeugten H-Strahlen haben, wie ersichtlich, ebenfalls kürzere Reichweite. Berechnet man aus den Zählungsergebnissen, auf wie viele Stöße von α-Teilchen innerhalb 1 cm Länge der Wasserstoffschicht ein erzeugtes hoch geschwindes H-Teilchen kommt, so ergibt sich, daß von rund 100000 stoßenden α-Teilchen nur ein einziges einen H-Strahl erzeugt. Man kann hieraus berechnen, daß nur dann ein H-Strahl entsteht, wenn die Bahnrichtung des stoßenden α-Teilchens dem Kern des gestoßenen Wasserstoffatomes auf mindestens $2{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm nahekommt. Hierzu ist eine bestimmte Mindestanfangsgeschwindigkeit des α-Teilchens nötig, die Beobachtungen bestätigen, daß die Reichweite des α-Strahles entsprechend größer als 2,7 cm sein muß, wenn ein H-Strahl erzeugt werden soll.



A:	Reichweite	der auftreffenden	α-Teilchen		7 cm
B:	„	„	„	„	6,6 „
C:	„	„	„	„	6,1 „
F:	„	„	„	„	3,9 „

Fig. 2.

Daß wir es in den rasch bewegten Teilchen, die das Szintillieren erregen, tatsächlich mit Wasserstoff zu tun haben, beweist die zweite Rutherfordsche Arbeit. In dieser beschreibt er die Ergebnisse von Ablenkungsversuchen der Strahlen durch elektrische und magnetische Felder. Man kann aus dieser Ablenkung die Geschwindigkeit und die spezifische Ladung e/m der Teilchen berechnen. Es ergeben sich Geschwindigkeiten der H-Strahlen bis zu $3{,}12 \cdot 10^9$ cm/sec, während die Geschwindigkeit des erzeugenden α-Strahles von Radium C nur $1{,}92 \cdot 10^9$ cm/sec ist; die Geschwindigkeit ist also ungefähr von der Größenordnung $^1/_{10}$ Lichtgeschwindigkeit. Die spezifische Ladung e/m berechnet sich aus der Ablenkung zu 10^4 elektromagnetischen Einheiten, dieser Wert stimmt genügend überein mit dem bei elektrolytischen Wasserstoffionen gemessenen Werte von 9654 elektromagnetischen Einheiten.

Darwin hat eine Theorie aufgestellt, die von den gewöhnlichen Stoßgesetzen ausgehend, gestattet, die Geschwindigkeit u und die relative Zahl n der von Q α-Teilchen längs einer Gasschicht von 1 cm Dicke erzeugten Wasserstoffatome von hoher Geschwindigkeit zu berechnen. Ist M die Masse, E die elektrische Ladung, und v die Anfangsgeschwindigkeit des α-Teilchens; m die Masse, e die Ladung und u die Geschwindig-

keit des Wasserstoffteilchens nach dem Stoß, so ergibt sich der größtmögliche Wert für u nach den einfachen Stoßgesetzen der Mechanik zu

$$u = 2v \cdot \frac{M}{M+m}.$$

Setzt man für Wasserstoff die Werte ein: für M gleich 4 und m gleich 1, so wird:

$$u = \frac{8}{5} v = 1,6 v.$$

Für Radium C war $v = 1,92 \cdot 10^9$ cm/sec, somit wird $u = 3,07 \cdot 10^9$ cm/sec, in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert $3,12 \cdot 10^9$. Die Geschwindigkeit des gestoßenen Wasserstoffteilchens übertrifft also im günstigsten Falle die Geschwindigkeit des α-Teilchens um 60 %. Die Darwinsche Theorie rechnet mit dem gewöhnlichen Coulombschen Gesetz, also mit Kräften, die umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes zwischen α-Teilchen und Atomkern abnehmen. Die Ladung des Atomkernes wird hierbei als einfache Punktladung angenommen, die nach dem Coulombschen Gesetz auf das in die Nähe gekommene α-Teilchen abstoßend wirkt. Für α-Strahlen mit 7 cm Reichweite (Radium C) berechnet sich das Verhältnis n/Q zwischen der Zahl n der erzeugten raschen Wasserstoffatome mit verschiedener Reichweite r und Q der stoßenden α-Teilchen zu:

r	n/Q
1 cm	$6,3 \cdot 10^{-6}$
10 cm	$0,98 \cdot 10^{-6}$
26 cm	$0,05 \cdot 10^{-6}$
28 cm [1]	0

[1] Größtmögliche Reichweite.

Der zu ungefähr $^1/_{100000}$ beobachtete Wert ist nun wesentlich größer als dieser errechnete, und zwar bei 10 cm Reichweite des H-Teilchens etwa das 10fache, bei 19 cm Reichweite etwa das 31fache des theoretischen Wertes. Man kann also bei der in Betracht kommenden großen Annäherung von etwa $3 \cdot 10^{-13}$ cm zwischen α-Teilchen und Atomkern nicht mehr mit dem Coulombschen Gesetz und mit der Annahme, daß die Ladung des Atomkerns punktförmig ist, auskommen. Besonders auch die Tatsache, daß α-Teilchen mit größerer als 6 cm Reichweite hochgeschwinde Wasserstoffatome erzeugen, deren Geschwindigkeiten im allgemeinen nicht sehr verschieden sind, und deren Bahnrichtungen nur kleine Winkel mit der Richtung des stoßenden α-Teilchens bilden, kann keine Rechnung, die nur von einfachen Zentralkräften zwischen zwei Punktladungen ausgeht, ergeben. Bei diesen kleinen Abständen muß man Rücksicht nehmen auf die Zusammensetzung des Kernes, der selbst wieder aus positiv geladenen Teilchen und aus Elektronen aufgebaut ist. Die kritische Entfernung $3 \cdot 10^{-13}$ cm ist gerade von der Größenordnung des Durchmessers eines Elektrons, selbst der außerordentlich kleine Heliumkern (das α-Teilchen) kann für so kleine Entfernungen nicht mehr als punktförmig angesehen werden. Kommt nun ein α-Teilchen einem aus negativ und positiv elektrisch geladenen Bestandteilen aufgebauten Atomkern sehr nahe, so läßt sich verstehen, daß je nach der örtlichen Lage alle möglichen Kräfte, die zwischen anziehenden und abstoßenden Werten schwanken, auftreten können, über deren Größe sich aber so lange nichts Bestimmtes sagen läßt, als uns die räumliche Anordnung der positiven Elementarladungen und der Kernelektronen nicht genauer bekannt ist. Die Kräfte sind aber jedenfalls von sehr hohem Betrage, denn zwei positive Kerne geben im Abstande $3 \cdot 10^{-13}$ cm nach dem Coulombschen Gesetz eine Abstoßungskraft von ungefähr 5 kg. Aus der Tatsache, daß selbst bei diesen starken Kräften der stoßende Heliumkern nicht zerbricht, schließt Rutherford, daß sein Aufbau sehr fest sein muß. Wir werden weiter unten sehen, daß sich hierfür noch andere Gründe angeben lassen.

Auch aus chemischen Verbindungen können durch den Stoß von α-Teilchen rasche Wasserstoffatome freigemacht werden, wenn die Verbindung Wasserstoff gebunden enthält; diese Erscheinung ist leicht verständlich, denn da das α-Teilchen dem Wasserstoffkern bis auf $3 \cdot 10^{-13}$ cm nahe kommen, also tief in das Atom eindringen muß, kann man leicht begreifen, daß es für die Abspaltung eines H-Teilchens unwesentlich ist, ob das Atom in einer Molekel von der durchschnittlichen Größenordnung 10^{-8} cm mit anderen Atomen gebunden ist oder nicht.

Bezüglich der Zusammensetzung des Heliumatoms nimmt Rutherford an, daß das α-Teilchen aus 4 H-Kernen und 2 Elektronen besteht. Diese Zusammensetzung ergibt das richtige Atomgewicht für Helium, nämlich $4 \cdot 1 = 4$, und die richtige positive Ladung, 4 positive H-Kerne — 2 nagative Elementarladungen = 2 positive Ladungen; der weitergehende Schluß liegt nahe, der auf die alte Proutsche Hypothese zurückführt, daß auch andere Atome letzten Endes aus H-Kernen und Elektronen aufgebaut sind. Die weiteren Untersuchungen Rutherfords am Stickstoff ergeben nun sehr wichtige neue Gründe für diese Annahme.

Zunächst jedoch untersucht Rutherford in seiner dritten Arbeit, ob sich nicht bei Füllung des Versuchsrohres mit anderen Gasen geringen Atomgewichts ähnliche Erscheinungen beim Stoß von α-Teilchen auf die Atome wie beim Wasserstoff beobachten lassen. Man kann theoretisch die

Reichweite der hierbei etwa entstehenden Strahlen berechnen, wenn man aus den Stoßgesetzen ihre Geschwindigkeit u nach dem Stoß berechnet. Die Reichweite R für α-Strahlen ist nämlich proportional v^3, der dritten Potenz der Geschwindigkeit des α-Teilchens; unter der Annahme, daß dieses Gesetz auch näherungsweise für andere leichte Teilchen gilt, hat man Proportionalität zwischen der Reichweite r des erzeugten hochbeschleunigten Teilchens und u^3, der dritten Potenz seiner Anfangsgeschwindigkeit. Es ergeben sich nun für Wasserstoff: $u/v = 1{,}6$ und die größtmöglichste Reichweite des H-Teilchens $r_H \max = R \cdot 1{,}6^3 = 4{,}1 \cdot R$. Für Radium C ist $R = 6{,}94$ cm, somit berechnet sich $r_H \max = 28{,}5$ cm in Übereinstimmung mit der Beobachtung. Für andere Atome ergeben sich unter der Voraussetzung, daß der Atomkern nur eine einfache Ladung trägt, nach Rutherford die Werte folgender Tabelle (in der r proportional $u^{2,9}$ angenommen ist):

Gestoßenes Atom	u/v	r/R
Wasserstoff H	1,6	3,9
Helium He	1,0	4,0
Kohlenstoff C	0,5	1,6
Stickstoff N	0,4	1,3
Sauerstoff O	0,4	1,1
Fluor F	0,35	0,9

Alle Elemente vom Fluor an geben geringere Reichweite als die Reichweite des erzeugenden α-Strahles. Wenn ein Atom doppelt geladen ist, so beträgt die Reichweite nur $1/4$ des in der Tabelle angegebenen Wertes. Da Rutherford bei Helium und Kohlenstoff keine Szintillationen in nennenswertem Maße beobachtet, nimmt er an, daß die Heliumatome und Kohlenstoffatome meist doppelt positiv elektrisch geladen sind.

Sehr wertvolle Ergebnisse zeitigten aber die Versuche mit Luftfüllung des Rohres. Wie Fig. 3 zeigt, wurden Szintillationen bis 9 cm Reichweite in abklingender Zahl beobachtet; dies entspricht ganz dem Werte der Tabelle, denn für Stickstoff berechnet sich $r = 7 \cdot 1{,}3 = 9{,}1$ cm. Aber noch über 9 cm Reichweite hinaus konnten Szintillationen in geringer Zahl beobachtet werden. Es stellte sich heraus, daß diese von H-Strahlen herrühren, die in dem in der Luft enthaltenen Wasserdampf erzeugt wurden. In Sauerstoff und in Stickstoff zeigte sich, daß auch hier rasche Teilchen, die nach Rutherford als Sauerstoff- bzw. Stickstoffatome hoher Geschwindigkeit anzusprechen sind, mit fast gleichmäßiger Geschwindigkeit hauptsächlich in Richtung des α-Strahles geschossen werden. Die Stickstoffatome erregen wirksamere Szintillationen als die hochgeschwinden Wasserstoffatome. Auch in Luft oder in Sauerstoff kommt auf etwa 100000 α-Teilchen nur ein rasches Atom. Wird der Atomkern wieder als punktförmig angenommen, so liegt der kritische Abstand, bis zu dem sich das α-Teilchen dem Kern nähern muß, beim Stoß auf Sauerstoff bei $3{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm. Schon bei Annäherung bis auf $7 \cdot 10^{-13}$ cm beginnt die starke räumliche Verschiedenheit der Kräfte um den Atomkern herum bemerkbar zu werden.

In seiner vierten Arbeit[1]) „Ein anormaler Effekt im Stickstoff" berichtet Rutherford über eine neue sehr wichtige Entdeckung. Er beobachtet nämlich bei den Versuchen in Luft in geringem Maße Szintillationen über 9 cm Absorption hinaus bis zu einer Reichweite von 28 cm. Da beschleunigte Sauerstoff- und Stickstoffteilchen nur bis 9 cm reichen können, müssen die beobachteten Teilchen anderer Natur sein. Versuche mit ver-

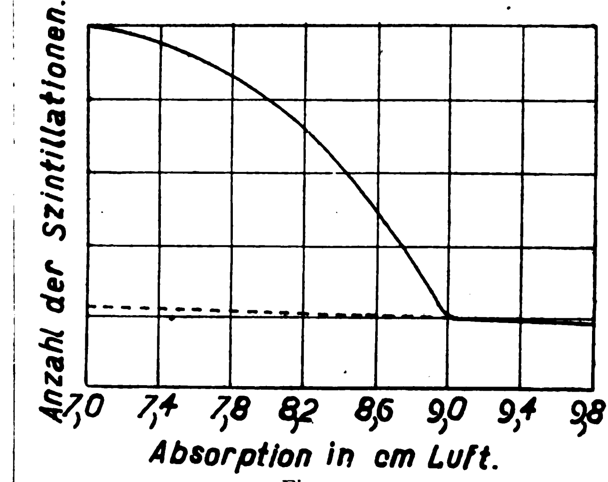


Fig. 3.

ändertem Wasserdampfgehalt der Luft änderten an der beobachteten Erscheinung wenig. In reinem Sauerstoff trat der Effekt nicht auf, auch nicht in Kohlensäure, dagegen erhöhte er sich in reinem Stickstoff um 25 v. H. Über 28 cm hinaus konnte Rutherford keine Szintillationen beobachten. Er schloß hieraus, daß die Teilchen, die bis 28 cm Szintillationen erregen, Wasserstoffteilchen von hoher Geschwindigkeit sind. Den Beweis für die Wasserstoffnatur erbrachte er durch Messung der magnetischen Ablenkung; diese Versuche führten zum Atomgewicht des Wasserstoffs, Rutherford nimmt allerdings auch als möglich an, daß er es mit einem vorläufig noch unbekannten Element, vom Atomgewicht 2, zu tun haben könnte, ein solches Atom müßte in der Lage sein, Reichweiten bis zu 32 cm Luft zu durchfliegen. Die im Stickstoff beobachtete Anzahl der hochgeschwinden Wasserstoffteilchen ist etwa $1/12$ der Zahl der erregten Stickstoffstrahlen von 9 cm Reichweite. Rutherford selbst spricht seine neue große Ent-

[1]) Rutherford, a. a. O.



deckung mit folgenden Worten aus: „Es ist schwer, aus den bisher erhaltenen Ergebnissen den Schluß zu vermeiden, daß die weitreichenden Atome, die vom Zusammenstoß der α-Teilchen mit Stickstoff ausgehen, nicht Stickstoffatome, sondern wahrscheinlich Wasserstoffatome oder Atome vom Atomgewicht 2 sind". Es ergibt sich also, und man kann an der Richtigkeit der Rutherfordschen Versuche, die selbstverständlich mit allen notwendigen Vorsichtsmaßregeln und aller Kunst des auf diesem Gebiete ganz besonders erfahrenen Physikers angestellt sind, nicht zweifeln, daß hier zum ersten Male eine willkürliche Zerlegung eines Atomkernes, nämlich des Stickstoffkernes, in einen Wasserstoffkern und einen übrigbleibenden Rest vorliegt.

Die Frage ist nun, wie ist das Stickstoffatom zusammengesetzt? Mit Rücksicht auf das Atomgewicht und die elektrische Ladung des Atoms liegt die Vorstellung nahe, daß der Stickstoffatomkern aus drei Heliumkernen, zwei Wasserstoffkernen und einem Kernelektron besteht. Dann ergibt sich das richtige Atomgewicht $3 \cdot 4 + 2 = 14$ des Stickstoffs und die richtige elektrische Ladung; nämlich 3 Heliumkerne tragen 6 positive Ladungen, 2 Wasserstoffkerne 2, gibt zusammen 8, hiervon eine negative Ladung des Elektrons abgezogen, bleiben 7 positive Elementarladungen. Die Ladung 7 ist aber erforderlich wegen der Stellung des Stickstoffes an 7. Stelle im periodischen System der Elemente. Die Wasserstoffkerne müssen etwa $7 \cdot 10^{-13}$ cm vom Mittelpunkt des Stickstoffatomes entfernt sein. Ob bei einem α-Stoß 2 oder 1 Wasserstoffkern von hoher Geschwindigkeit erzeugt wird, ist nicht sicher; es ist möglich, daß verhältnismäßig häufig durch einen Stoß 2 rasche Wasserstoffkerne frei werden, wenigstens scheinen paarweise auftretende Szintillationen hierfür zu sprechen. Auch über den übrigbleibenden Atomkernrest läßt sich zurzeit noch nichts Näheres sagen.

Mit diesen Betrachtungen ist die Wissenschaft in das neue Gebiet der Kernphysik eingetreten. Es fragt sich nun weiter, ob es nicht wahrscheinlich ist, daß der eine Baustein des Stickstoffatomes, nämlich der Heliumkern, wieder aus noch einfacheren Bestandteilen sich zusammensetzt. Die naheliegende Annahme, daß der Heliumkern aus 4 Wasserstoffkernen besteht, hat W. Lenz näher ausgeführt, indem er ein Modell des Heliumkernes entworfen hat. Dieses Modell enthält 2 Elektronen und in der Mittelebene ihrer Verbindungsstrecke 4 in gleichem Abstande auf einer elliptischen Bahn umlaufende Wasserstoffkerne (s. Fig. 4). Mit Hilfe der Keplerschen Gesetze und der Quantentheorie kann man die Ausmaße dieses Modells berechnen, die Quantentheorie ergibt dann einen möglichen Radius des Heliumkernes von $5 \cdot 10^{-12}$ cm; aus den Stoßversuchen mit α-Strahlen würde sich die Größe des Heliumkernes zu $3 \cdot 10^{-13}$ cm ergeben. Berechnet man die Energie[1]) dieses Modells, so wird sie allerdings viel zu klein, nämlich nur etwa $^1/_{1000}$ des gemessenen Wertes, doch läßt sich schließlich auch diese Abweichung durch Abänderung des Gesetzes, nach dem elektrische Ladungen in so kleinen Abständen aufeinander wirken, erklären.

Sehr interessante Aussagen lassen sich aber nach Lenz[2]) über die Beständigkeit des Heliumkernes machen. Es ist ein wichtiger Satz der Relativitätstheorie, daß jede Masse einer gewissen Energiemenge gleichweitig ist nach dem Ansatze

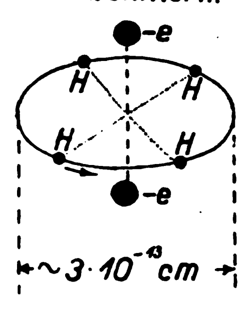


Fig. 4.

$$m = \frac{E}{c^2},$$

wo m die Masse, E die Bewegungsenergie, und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. So entspricht z. B. der Energie eines α-Strahles von Radium C, die $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ erg beträgt, eine Masse $= 1{,}45 \cdot 10^{-26}$ g, oder, wenn wir die Masse des Wasserstoffatomes m_H als Einheit nehmen, $= 0{,}009\, m_H$. So lange die Proutsche Hypothese bekannt ist, die den Wasserstoff als Urbaustein aller Elemente ansieht, so lange hat man auch versucht, die Abweichungen der Atomgewichte der Elemente von ganzen Vielfachen von 1,0077, dem Atomgewicht des Wasserstoffs, zu erklären. Die Relativitätstheorie ergibt nun durch die Gleichwertigkeit von Masse und Energie die Möglichkeit, solche Massenabweichungen zum Teile zu verstehen. Die Masse eines Heliumatoms nämlich ist etwas kleiner als die vierfache Masse eines Wasserstoffatomes; man muß annehmen, daß beim Aufbau eines Heliumatomkernes aus 4 Wasserstoffkernen eine bestimmte Energiemenge freigeworden ist, um die die Energie des Heliumatomes kleiner ist als die vierfache Energie des Wasserstoffkernes. Diesem Energieverlust entspricht ein Massenverlust und diesen können wir aus den Atomgewichtszahlen von He-

[1]) Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien 1919, 541.

[2]) Lenz, Die Naturwissenschaften 1920, 182.

lium und Wasserstoff berechnen. Der Massenverlust Δm wird:

$$\Delta m = 4 \cdot 1{,}0077 - 4{,}002 = 0{,}29,$$

denn 1,0077 ist das Atomgewicht des Wasserstoffs, 4,002 das Atomgewicht des Heliums, als Maßeinheit dient uns m_H. Um nun den Heliumkern zu zerspalten, müssen wir mindestens eine Energiemenge aufwenden, die der obigen relativistischen Massenenergiebeziehung entspricht, die also $\Delta m = 0{,}029$ gleichwertig ist. Die gewaltige Energie eines α-Teilchens entspricht aber nur 0,009 m_H, genügt also nicht zur Aufspaltung, und hierin scheint der feste Zusammenhalt des Heliumkernes begründet zu sein.

Beim Stickstoffatom liegt die Sache anders. Wir wissen nicht, wie das Atom zerfällt, nehmen wir aber einmal an, es zerfalle in 2 Wasserstoffatome (Atomgewicht 1,0077) und ein Kohlenstoffatom (Atomgewicht 12,002), so berechnet sich der Massenverlust beim Aufbau des Stickstoffatomes (Atomgewicht 14,010) zu

$$\Delta m = 2 \cdot 1{,}0077 + 12{,}002 - 14{,}010 = 0{,}007,$$

gemessen in m_H als Einheit. Dieser Massenverlust ist etwas kleiner als der der Energie des α-Strahles entsprechende Wert; wenn auch bei der Berechnung die letzte, vielleicht nicht ganz sichere Dezimale der Atomgewichte eingeht, so scheint es doch immerhin, auch bei anderen Annahmen über den Zerspaltungsvorgang des Stickstoffatomes wahrscheinlich, daß die α-Strahlenergie hinreichend ist, um dem Massenverlust gleichwertig zu sein. So erscheint in dieser energetischen Betrachtung die Unbeständigkeit des Stickstoffatomes durchaus verständlich und zulässig.

Beim Sauerstoffatom ergibt die Rechnung gleichfalls, daß die Abspaltung eines Bestandteiles, nämlich eines Heliumkernes energetisch möglich ist; Lenz nimmt daher an, daß die von Rutherford beobachteten Strahlen rascher Sauerstoffatome nicht Sauerstoffstrahlen, sondern Strahlen sind, die aus Heliumkernen (α-Teile) bestehen, welche aus dem Abspaltungsvorgang eine erhöhte Energie erhalten haben. Lenz vermeidet so die schwierige Vorstellung von Sauerstoffstrahlen, bei denen man annehmen müßte, daß mit dem Atomkern die ganze Elektronenhülle mit gewaltiger Geschwindigkeit mitgerissen wird. Ebenso stellt er sich statt der Rutherfordschen Stickstoffstrahlen äußerst rasche Heliumkerne (α-Teile) von erhöhter Bewegungsenergie vor.

Die Rutherfordschen Versuche zeigen zum ersten Male die Möglichkeit, daß wir willkürlich ein nicht radioaktives Element zerspalten können, indem wir es dem Beschuß mit α-Strahlen aussetzen. Die interessanten Lenzschen Betrachtungen machen es verständlich, warum gerade der Stickstoffkern besonders leicht zerfällt, warum hingegen nicht der Heliumkern. Die weitere Aufgabe der Kernphysik wird nun die genauere Erforschung des Atomkernes der verschiedenen Elemente sein. Erscheinen unserer Experimentierkunst heute außer den Elektronen Heliumkerne und Wasserstoffkerne als letzte Bausteine des Stoffes, so scheint der Tag nicht mehr fern zu liegen, wo wir alle Atome aus zwei Urbestandteilen, aus Elektronen und aus Wasserstoffkernen aufgebaut erkennen, und an dem somit die alte Hypothese von Prout in gänzlich neuer Auffassung zu höchsten Ehren gelangt ist.

(Eingegangen am 12. Mai 1920.)

Originalmitteilungen.

Die größten bei akustischen Schwingungsvorgängen erreichbaren Amplituden.

Von A. du Bois-Reymond.

Bei der Konstruktion von akustischen Apparaten, die sehr große Leistungen aufzunehmen und abzugeben haben, wie beispielsweise von Sendern für Unterwasserschallsignale, spielt eine Beziehung eine wesentliche Rolle, die bisher nicht beachtet worden zu sein scheint. Sie läßt sich so ausdrücken:

Schwingt ein beliebiger Klangkörper (Stimmgabel, Glocke, Membran, Saite oder dergleichen) in seiner Resonanzfrequenz, so ist die größte erreichbare Amplitude unabhängig von seiner Größe, proportional der zugelassenen Materialspannung und umgekehrt proportional der Resonanzfrequenz, oder mit anderen Worten, für jede gegebene Frequenz ist die Größe der noch praktisch erreichbaren Amplituden eine Materialkonstante.

Wählen wir als ein Beispiel, auf das sich die meisten komplizierter gebauten Klangkörper zurückführen lassen, einen rechteckig prismatischen Stab, dessen eines Ende in eine unendlich große Masse starr eingespannt ist, so erhält man durch Integration der Gleichung der elastischen Linie einen Zahlenfaktor μ, mit dem die Masse des Stabes multipliziert diejenige Masse ergibt, die punktförmig am äußeren Ende des masselos gedachten Stabes vereinigt dieselbe Schwingungsenergie ergeben würde. Für den einseitig eingespannten Stab ist (Hütte, 21. Auflage, Seite 566, 7)

$$\mu = 0{,}46.$$

Ist außerdem

A die Durchbiegung des Stabes unter der Wirkung einer auf alle seine Querschnitte gleichmäßig verteilten und senkrecht zu seiner Axe gerichteten Kraft am äußeren Ende gemessen,
E der Elastizitätsmodul,
ϱ die Dichte und
k die zugelassene Biegungsspannung des Stabmaterials,
b die Breite und
h die Höhe des Stabquerschnitts,
l die Länge des Stabes,
n die Resonanzfrequenz,

so haben wir

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2 E b h^3}{3 l^3 \mu \varrho b h l}},$$

was sich auch in der Form schreiben läßt:

$$n = \frac{h}{l^2} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2E}{3\mu\varrho}} \tag{1}$$

und

$$A = \frac{l^2}{h} \frac{1}{2} \frac{k}{E}, \tag{2}$$

wonach, wenn die Werte von $\frac{l^2}{h}$ aus (1) und (2) einander gleich gesetzt werden,

$$A = \frac{1}{4\pi n} \cdot \sqrt{\frac{2}{3\mu}} \cdot \frac{k}{\sqrt{\varrho E}} = \frac{0{,}096}{n} \zeta. \tag{3}$$

Soll der Stab als Feder dienen, die eine Nutzmasse m in Schwingungen zu erhalten hat, so nimmt (1) die Form an

$$n_m = \frac{h}{l^2} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2E}{3\mu\varrho}} \sqrt{\frac{\mu\varrho b h l}{\mu\varrho b h l + m}}.$$

Da der hinzukommende Faktor für jedes endliche m kleiner ist als Eins und schnell abnimmt, wenn die Nutzmasse gleich oder größer angenommen wird, als die Federmasse, ändern sich die Abmessungen der Feder so, daß sie im unbelasteten Zustand eine entsprechend höhere Abstimmung erhält. Es treten dann für A die Verhältnisse ein, die durch diese höhere Frequenz nach (3) gegeben sind, das heißt die größte zulässige Amplitude wird um so kleiner, je größer die Nutzmasse ist, die durch den Stab mitgenommen werden soll. Andererseits tritt mit Einführung der Nutzmasse m wieder eine Abhängigkeit der größten erreichbaren Amplitude von den Abmessungen des Stabes auf. Wird die Eigenfrequenz des Systems tiefer gemacht als die der aufgedrückten Schwingung, so bilden sich in der Feder Knotenpunkte aus, was einer entsprechenden Verminderung von l gleichkommt.

Für die Materialkonstante $\zeta = \frac{k}{\sqrt{\varrho E}}$ bestimmte Zahlenwerte anzugeben, ist deshalb nicht möglich, weil die zulässige Materialspannung k keine natürliche Konstante, sondern nur eine jedem besonderen Falle angepaßte Konstruktionsvorschrift ist. Sie hat indessen für alle praktischen Fälle obere Grenzen und, um eine Vorstellung von der Größenordnung von ζ und damit von A zu geben, sind in der folgenden Tabelle für solche Baustoffe, die für die Herstellung von akustischen Apparaten vorzugsweise in Frage kommen, die entsprechenden Zahlenwerte zusammengestellt.

In der ersten Spalte sind gebräuchliche Werte für k angenommen. Die dritte Spalte gibt die Maximal-Amplituden des einseitig eingespannten prismatischen Stabes für die Frequenz 50 Perioden-Sekunden in Millimetern.

Material	k kg cm^{-2}	ζ cm sec^{-1}	A_{50} mm
Stahl . . .	500—2000	130—510	2,4—9,7
Bronze . .	400—500	140—170	2,6—3,3
Messing . .	300—400	100—140	2,0—2,6
Holz . . .	50—100	210—420	4,0—8,1

Es zeigt sich, daß Stahl und Holz ungefähr gleiche Werte liefern. Hat man es mit der Zunge einer Orgelpfeife oder mit einer Eisenbahnschiene oder mit einem hölzernen Deckenbalken zu tun, so werden dauernde Deformationen und sehr bald Brüche auftreten, wenn sie bei einer Frequenz von 50 Perioden/Sekunden veranlaßt werden, größere Amplituden zu beschreiben als etwa 10 mm.

Man kann allerdings etwas größere Werte erzielen, wenn man Konstruktionsformen wählt, bei denen die Materialbeanspruchung gleichmäßiger über alle Querschnitte verteilt ist, als beim einseitig eingespannten Träger, also beispielsweise eine Schraubenfeder. Aber auch diese Maßregel bringt nicht viel.

Eine ähnlich bestimmbare obere Grenze haben die Amplituden der Moleküle einer Flüssigkeit, die von einem Schallwellenzug durchsetzt wird. Über die Dampfspannung bei der herrschenden Temperatur und dem herrschenden Druck läßt sich die Flüssigkeit nicht expandieren, ohne zu zerreißen und diese spezifische Dehnbarkeit läßt sich als Prozentsatz der Wellenlänge ausdrücken, womit die umgekehrte Proportionalität der größten erreichbaren Amplituden mit der Frequenz auch hier gegeben ist.

(Eingegangen am 12. Februar 1920.)



Über eine neue Art von Widerständen hoher Ohmzahl.

Von. F. Skaupy und H. Ewest.

Wir haben uns mit der Herstellung von neuen Widerständen, insbesondere von sehr hoher Ohmzahl befaßt, welche im wesentlichen aus dünnen, nach einem neuen Verfahren hergestellten Schichten von Graphit auf einem Träger aus isolierendem Material, in der Regel Glas, bestehen.

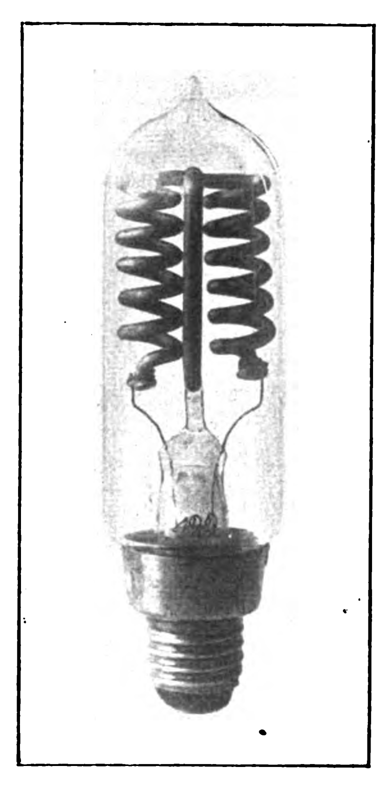


Fig. 1.

Um die Widerstandskörper ganz sicher gegen Beschädigung zu schützen, werden sie meist in eine Glasglocke eingeschmolzen, welche zur besseren Wärmeableitung mit verdünntem Wasserstoff gefüllt ist. Insbesondere kann man mit Vorteil den Widerstandskörper mit der die Stromzuführung enthaltenden Glasquetschung zu einem glühlampenfußähnlichen Gebilde vereinigen, das ebenso wie ein Glühlampenfuß maschinell in eine Glühlampenglocke eingeschmolzen werden kann (Fig. 1). Diese Ausführungsform ist eine besonders handliche, billig herstellbare.

Fig. 2 zeigt eine mit Graphit überzogene Glasspirale, welche in ein kleines längliches Glasrohr eingeschlossen ist. Die zwei an den Enden vorhandenen Sockel gleichen bei den kleinen Eisenwiderständen viel verwendeten Sockeln mit Messerkontakt. Solche Widerstände von hoher Ohmzahl können für die Zwecke der Fernmeldetechnik Verwendung finden.

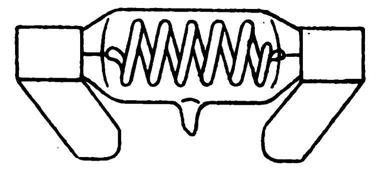


Fig. 2.

Fig. 3 zeigt eine sogenannte Glimmlampe, in deren mit der Luft kommunizierende Höhlung des Fußes eine mit Graphit überzogene Glasspirale als Vorschaltwiderstand eingebaut ist.

Widerstände nach Fig. 1 wurden von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt mit nachstehendem Ergebnis geprüft.

Von den am 7. Januar 1920 eingegangenen 3 Graphitwiderständen:

Widerstand	127	$3{,}6 \cdot 10^3$ Ohm	Nennwerte
„	119	$14 \cdot 10^3$ „	
„	128	$33 \cdot 10^3$ „	

wurde nach Tabelle 1 zunächst der Gleichstromwiderstand bei verschiedenen Belastungen in einer Brückenanordnung gemessen; dabei wartete man vor Einstellung einer höheren Belastung immer so lange, bis der Widerstand einen konstanten Wert angenommen hatte.

Tabelle 1.

Widerstand Nr.	Belastung in Amp.	Widerstand	Zeit, in der nach Erhöhung der Belastung der Widerstand konstant wurde
127	0,005	3640 Ω	sofort
	0,010	3623 „	„
	0,020	3570 „	„
	0,042	3365 „	11 Minuten
119	0,004	14280 „	sofort
	0,008	14170 „	6 Minuten
	0,012	14036 „	8 „
	0,016	13836 „	8 „
	0,021	13532 „	15 „
128	0,001	32900 „	sofort
	0,002	32980 „	„
	0,003	32970 „	2 Minuten
	0,004	32890 „	2 „
	0,005	32770 „	4 „
	0,006	32600 „	8 „
	0,007	32450 „	5 „
	0,008	32290 „	7 „
	0,009	32000 „	7 „

Die unterstrichenen Zahlen sind unsicher.

Nach der Abkühlung wurden die Widerstände nach Tabelle 2 bei einer kleineren Belastung gemessen, um festzustellen, ob der alte Wert wieder

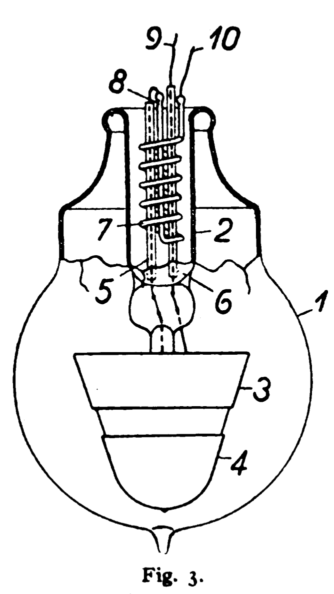


Fig. 3.

erreicht wurde. Auch hier nahm man die Messung erst vor, nachdem der Widerstand völlig gleichbleibend geworden war.

Tabelle 2.

Widerstand Nr.	Belastung in Amp.	Wert vor der höheren Belastung	Wert nach der höheren Belastung	Zeit, in der nach Abkühlung der Widerstand konstant wurde
127	0,010	3623	3623	länger als 90 Min.
119	0,004	14280	14280	40 Minuten
128	0,002	32980	32980	15 Minuten

Weiterhin wurde der Temperaturkoeffizient der Widerstände bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Die Widerstände wurden zu diesem Zwecke in einem Thermostaten so lange auf gleichbleibender Temperatur gehalten, bis sie keine Widerstandsänderung mehr zeigten. Die Messung geschah in der Brücke bei einer Spannung von 40 Volt, bei welcher nach den obigen Versuchen die Widerstände sofort einen konstanten Wert angenommen hatten. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.

Widerstand Nr.	Temperatur	Widerstand
127	20°	3620
	45°	3550
	70°	3500
119	23°	14290
	45°	14060
	70°	13800
128	22,5°	33000
	45°	32460
	70°	31970

Aus diesen Messungen finden sich folgende Temperaturkoeffizienten:

Tabelle 4.

Widerstand Nr.	Temperaturkoeffizient in Promille pro Grad	
	20° bis 45°	45° bis 70°
127	− 0,8	− 0,6
119	− 0,8	− 0,7
128	− 0,7	− 0,6

Dann wurden die Widerstände bei kleinen Belastungen untersucht, um einen bei kleinen Spannungen etwa störend auftretenden Übergangswiderstand aufzudecken. Zur Messung diente dieselbe Brückenanordnung unter Benutzung eines empfindlichen Galvanometers. Um Thermokräfte zu eliminieren, wurde kommutiert. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 5.

Tabelle 5.

Nr. 127		Nr. 119	
Belastung in Amp.	Widerstand	Belastung in Amp.	Widerstand
$0{,}28 \cdot 10^{-3}$	3643	$0{,}07 \cdot 10^{-3}$	14300
0,56	3643	0,14	14300
0,84	3643	0,21	14310
1,4	3643	0,35	14330
2,8	3642	0,70	14320
5,6	3641,5	1,4	14323
8,4	3637,1	2,1	14323

Nr. 128			
Belastung in Amp.	Widerstand	Belastung in Amp.	Widerstand
$0{,}03 \cdot 10^{-3}$	32800	$0{,}30 \cdot 10^{-3}$	32770
0,06	32800	0,60	32770
0,09	32800	0,80	32770
0,15	32770		

Ferner wurden die Widerstände in einer Wechselstrombrücke untersucht. Sie zeigten keine meßbaren Phasenverschiebungen.

Weitere Versuche mit einer Dauerbelastung der Widerstände sind noch im Gang.

Zu diesen Messungen der Reichsanstalt ist zu bemerken, daß sie mit weit größerer Genauigkeit ausgeführt sind, als für die meisten Verwendungs-

zwecke nötig sein dürfte. Dementsprechend sind die Zeiten, welche dort für die Einstellung konstanten Widerstandes angegeben wurden, wesentlich größer, als die, welche bei der praktischen Verwendung in Betracht gezogen werden müssen.

Die Widerstände können bei Dauerbelastung im Maximum etwa 1 Watt pro Quadratzentimeter Graphitfläche aufnehmen.

Dementsprechend verträgt der abgebildete Widerstand der Fig. 1 eine Belastung von etwa 30 Watt.

Voraussichtlich werden die Widerstände der Fig. 1 in folgenden Normaltypen in den Handel gebracht werden.

$1 \cdot 10^3$ Ohm	$1 \cdot 10^4$ Ohm	$1 \cdot 10^5$ Ohm
$2 \cdot 10^3$ Ohm	$2 \cdot 10^4$ Ohm	$2 \cdot 10^5$ Ohm
$5 \cdot 10^3$ Ohm	$5 \cdot 10^4$ Ohm	$5 \cdot 10^6$ Ohm usw.

(Eingegangen am 10. April 1920.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Huyghens, Chrétien, Traité de la Lumière. Aus der Sammlung: Les Maîtres de la Pensée Scientifique. VIII u. 155 S., 74 Fig. Verlag Gauthier-Villars et Cie., Paris 1920.

Möller, Hans G., Die Elektronenröhren und ihre technische Anwendung. Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften u. d. Technik, Heft 49. XIV u. 162 S., 163 Fig. u. 1 Tafel. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920.

Knoblauch, Osc. und Hencky, K., Anleitung zur genauen technischen Temperaturmessung mit Flüssigkeits- und elektrischen Thermometern. XIII u. 128 S., 65 Fig. Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin 1919.

Berichte über die Verhandlungen der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig, Mathematisch-physikalische Klasse, Band 71, Heft 2. 142 S., 24 Fig. u. 6 Tafeln. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1919.

Pröll, A., Flugtechnik, Grundlagen des Kunstfluges. X u. 332 S., 95 Fig. Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin 1920.

Diels, H., Antike Technik. Sieben Vorträge. VIII u. 243 S, 78 Fig., 18 Tafeln u. 1 Titelbild. Verlag B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Fürth, R., Schwankungserscheinungen in der Physik. Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften u. d. Technik, Heft 48. VIII u. 93 S., 5 Fig. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920.

Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, Band V, 1920. 65 S., 24 Fig. Verlag Julius Springer, Berlin 1920.

Howe, G. W. O., The Radio-Review. A Monthly Record of Scientific Progress in Radiotelegraphy and Telephony, Heft 9. 52 S., 5 Fig. Verlag The Wireless Press Ltd, London, 12 & 13 Henrietta Street, Strand W. C. 2.

Communications of the University of Leiden. Nr. 145 bis 153. Supplement Nr. 38—40. Verlag Eduard Jdo — Printer — Leiden.

De Groot, C. J., Radio-Telegrafie in te Tropen. 249 S., 18 Abb. auf 15 Tafeln Verlag N. Veenstra, 's Gravenhage (ohne Druckjahr).

Wehnelt, A., Das Handfertigkeitspraktikum. Ein Hilfsbuch für den Handfertigkeitsunterricht an höheren Lehranstalten und zum Selbstunterricht. XII u. 138 S., 384 Fig. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. Geh. M. 10.—, geb. M. 13 — + Sortimentsaufschlag.

Lacaze, H., Cours de Cinematique Théorique. 138 S., zahlr. Fig. Verlag Gauthier-Villars et Cie., Paris 1920.

Schumann, H., Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen der Oberrealschule. I. II. III. 240 S, 110 Fig. Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin 1919.

Besprechungen.

Runge, C., **Vektor Analysis.** Band I. Die Vektor-Analysis des dreidimensionalen Raumes. 195 S. 8°. Mit 36 Textfiguren. Leipzig, S. Hirzel, 1919.

Die deutsche Literatur auf diesem Sondergebiet ist nicht so umfangreich, daß man nicht jede Neuerscheinung begrüßen müßte. Man darf das aber im vorliegenden Falle mit besonderer Freude tun. Das Buch ist nicht eine Zusammenstellung von mathematischen Entwicklungen (wie das leider mathematische Lehrbücher oft sind), sondern es ist mehr. Es ist der lebendige Vortrag eines Mathematikers, der nicht nur Mathematiker ist, sondern auch Physiker. Wer den Vorzug gehabt hat, Runge zu hören, der wird ihn ganz in dem Buche wiederfinden, sowohl was die Klarheit und Eleganz der Entwicklungen, als was die Art des Ausdruckes anlangt.

Die drei Kapitel dieses ersten Bandes geben eine vollständige Lehre von den Vektoren, soweit sie den dreidimensionalen Raum betreffen. Kapitel I: Vektoren und Plangrößen, die einfachen Rechenoperationen, Kapitel II: Differenziation und Integration, Kapitel III: Tensoren.

Wünschenswert wäre es, wenn die Mathematiker sich für die Vektorenrechnung über eine wenigstens einigermaßen einheitliche Bezeichnungsweise einigen könnten. Das vorliegende Buch liest sich für den nicht inmitten des Stoffes stehenden, vielleicht mit anderen Bezeichnungen Vertrauten etwas schwer. Man darf das aber gegenüber der unendlichen Menge von Anregungen, die es immer wieder gibt, in den Kauf nehmen.

Was schon oben gesagt wurde: daß es nicht das Buch eines abstrakten Mathematikers ist, sondern der Vortrag eines in enger Fühlung mit der Physik Stehenden, das zeigt sich Seite für Seite. Anwendungen und Erläuterungen gehen immer in irgendein Gebiet der Naturwissenschaft. Und das wird auch, besonders für den Physiker und den Ingenieur, das Buch zu einer Quelle des Verständnisses der Vektorenrechnung machen. R. Barkow.

Berndt, G., **Kompendium der Experimentalphysik.** 2. Aufl. 59 Figuren im Text. (Kollegienhefte Bd. II.) Leipzig 1920, S. Hirzel. Geb. 16,— M.

Eine E.-Physik auf 200 Seiten! Zum Gebrauch neben der Vorlesung, auch zur Repetition. Manchmal leider allzu knapp, um immer klar genug zu sein, z. B. (Seite 1): Natur-Summe aller Körper; Erfahrung-Summe der durch den Verstand verknüpften Sinneseindrücke; „die Methode der physikalischen Forschung beruht ausschließlich (?) auf der Erfahrung (Experiment)". — Das Kapitel „Akustik" bringt die in der Physik zwar übliche, aber darum nicht weniger seltsame Verquickung physikalischer und psychologischer Begriffe: Termini wie „Schall", „Ton", „Klang", „Geräusch", „Knall" bedeuten nach gewöhnlichem Sprachgebrauch, wie auch in der Psychologie, ausschließlich Bewußtseinstatsachen, genauer Empfindungen. Dem sollte die Physik Rechnung tragen, indem sie diese Ausdrücke ebenfalls nur im psychologischen Sinne, nicht aber noch außerdem im Sinne akustischer Wellenformen bzw. Schwingungsvorgänge gebraucht. Zu welchen Unklarheiten eine solche Doppelverwendung führt, zeigt ein Beispiel:

Nach dem Verfasser sind „Töne und Klänge periodisch wiederkehrende Schalle". Nimmt man hier Ton, Klang, Schall als Empfindungen, so ist die Behauptung offenbar völlig irrig; denn in der Empfindung ist nicht das Geringste von periodischer Wiederkehr zu entdecken. Rein physikalisch genommen ergibt der Satz überhaupt keinen Sinn. Erst wenn man Ton und Klang psychologisch, Schall aber physikalisch nimmt, etwa als „Schwingungsvorgang", kann man sich einigermaßen denken, was gemeint ist, nämlich daß Töne und Klänge psychologisch verschiedene Effekte periodisch wiederkehrender akustischer Schwingungsvorgänge sind. Indessen ist auch dies nicht uneingeschränkt richtig. — „Regelmäßiger Schall" ist übrigens auch nicht gleich „Knall", wie zu lesen steht, sondern ein Druckfehler. — Noch eins: Wann hören die akustischen Märchenerzähler einmal auf zu behaupten: 1. daß die obere Hörgrenze bis gegen — 50000 rücken könne, was längst widerlegt ist; 2. daß Helmholtz die Dissonanz lediglich aus den Schwebungen erkläre, obwohl er („Tonempfindungen") drei verschiedene Erklärungen gibt; 3. daß die Vokale U, Ü, I nur einen Oberton, A etwa 8—10 „von annähernd gleicher (übrigens auch hier: psychologischer oder akustischer?) Stärke habe" usw? — Die psychologische Literatur, insbesondere Stumpf, gibt hierüber wertvolle Auskünfte.

A. Kreichgauer.

Nettmann, P., **Der Torsionsindikator.** I. Die elektrischen Methoden zur Verdrehungsmessung. VI und 78 S., 34 Abb. 1912. II. Die mechanischen und optischen Methoden zur Verdrehungsmessung. IV und 141 S., 50 Abb. M. Krayn, Berlin 1915.

Die Messung von Torsionsvorgängen ist nach einigen Vorarbeiten u. a. von Hirn besonders gefördert worden durch die Entwicklung des Schiffsmaschinenbaues. Die langen Wellen der großen Dampfer gaben vor etwa 20 Jahren der technischen Wissenschaft in verstärktem Maße Anlaß, sich mit der Untersuchung gefährlicher Torsionsschwingungen, die bei ihrem Betriebe auftraten, zu beschäftigen.

Von den Methoden Frahms und Föttingers ausgehend haben sich seitdem zahlreiche Bauarten von Torsionsindikatoren entwickelt, deren zusammenfassender Behandlung das Buch von Nettmann gewidmet ist. Die Darstellung kann Schiffs- und Marineingenieuren, sowie den Jüngern der technischen Mechanik und des technischen Instrumentenbaues in gleicher Weise empfohlen werden.

W. Hort.

Berndt, G., **Radioaktive Leuchtfarben.** 8°. IV und 108 S., 28 Abb. im Text, 1 Tafel. Sammlung Vieweg H. 47. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. Kartoniert M. 7,60 + T.-Z.

Im Laufe der letzten Jahre sind für auch im Dunklen benutzbare Meßvorkehrungen, wie Lehren, Kompasse, Visiere u. dgl., in steigendem Maße radioaktive Leuchtmassen in Anwendung gelangt. Solche Radioluminophore bestehen aus hexagonalem Zinksulfid besonderer Präparierung, wobei die Erregung der Lichtemission durch beigemengte α-strahlende Radioelemente bewirkt wird. Das vorliegende 47. Heft der Sammlung Vieweg behandelt in der ersten Hälfte die allgemeinen, in Betracht kommenden physikalischen Grundlagen: die Theorie der Phosphoreszenz und Radioaktivität nebst zugehörigen Meßmethoden. Die zweite Hälfte betrifft die Zusammensetzung, Herstellung und Prüfung, sowie die Verwendung der Leuchtmassen. Die chemische Seite wird nur gestreift; die Lumineszenzerregung durch die den α-Strahlen verwandten Kanalstrahlen ist nicht berücksichtigt. Bei den radioaktiven Grundlagen finden sich verschiedene Ungenauigkeiten, welche aber für das radiolumineszierende Zinksulfid nicht weiter in Betracht kommen. Die Darlegung der etwas verwickelten Verhältnisse bei den Mesothor-Radiothor-Leuchtmassen ist übersichtlich durchgeführt; merkwürdigerweise sind bei den mitgeteilten wertvollen Kurven und Tabellen veraltete Werte der Lebensdauer dieser zwei Elemente verwendet; die Halbwertszeiten betragen nämlich nach L. Meitner (1918) 6,7 bzw. 1,9 Jahre. Von besonderem Wert ist die Veröffentlichung der vom Verfasser bei der Optischen Anstalt C. P. Goerz ausgeführten Messungen über den Helligkeitsabfall von Radioluminophoren, welcher auf die Zerstörung der Leuchtzentren durch die erregenden Korpuskularstrahlen zurückgeht. Erwähnenswert ist, daß die visuelle Ökonomie dieser Leuchtmassen zu 15% angegeben wird, so daß sie die von Effektbogenlampen um die Hälfte übertreffen. In Anbetracht des hohen Preises radioaktiver Stoffe kommt diese Beleuchtungsart (trotz der Verwendung von nur 0,1 mg Ra auf 1 g Zinksulfid) ausschließlich für besondere Zwecke in Betracht. — Jedenfalls kann diese zusammenfassende Darlegung allen Interessenten als brauchbares Hilfsmittel empfohlen werden.

R. Swinne.

Bethmann, H., **Die Hebezeuge.** Berechnung und Konstruktion der Elemente, Flaschenzüge, Winden und Krane. IV. Aufl. 763 S, 1300 Abb. im Text, 11 Taf., 112 Tab. Braunschweig 1920, Friedr. Vieweg & Sohn.

Der bzw. die Verfasser haben offenbar die Absicht gehabt, für Hebezeug-Konstrukteure oder solche, die es werden wollen, ein Lehrbuch oder Handbuch zu schreiben, das ihnen beim Entwurf von Hebezeugen möglichst ohne Heranziehung anderer Literatur alles Nötige mundgerecht in die Hand gibt. Dementsprechend ist das vorliegende Buch eine Sammlung aller möglichen, bei den Hebezeugen vorkommenden Maschinenelemente, Berechnungsmethoden für diese und die Hebezeugkörper, Kapitel aus der Elementarmechanik, der Elektrotechnik, aus dem Dampfmaschinenbau usw. Hierzu kommt eine reichliche Zusammenstellung ausgeführter Hebezuge in Zeichnungen und Bildern von allerdings sehr verschiedenem Wert. R. Barkow.

Föppl, Aug. und Föppl, L., **Drang und Zwang.** Eine höhere Festigkeitslehre für Ingenieure. I. Band. 328 S. 8°. 59 Abb. im Text. München und Berlin, R. Oldenburg, 1920.

Das vorliegende Werk ist eines von den Büchern, die deutlich zeigen, daß die Ingenieurwissenschaften von der mathematischen Physik nicht scharf getrennt werden können und doch etwas ganz anderes sind und sein müssen. Man müßte eigentlich, allgemein gesprochen, wünschen, daß die Mechanik und insbesondere die Mechanik der inneren Kräfte, also die Festigkeitslehre, viel mehr als Naturwissenschaft, denn als mathematische Spekulation behandelt würde, so nützlich diese auch für die Auswertung des Versuches ist. Die im zweiten Absatz des Vorwortes ausgesprochene Erwartung der Verfasser, daß das Buch von Ingenieuren, die sich im praktischen Berufsleben häufiger mit Festigkeitsuntersuchungen zu beschäftigen haben, benutzt werden wird, wird sich wohl nur bei einem beschränkten Kreis von Lesern erfüllen, nicht, weil es dafür nicht zu gebrauchen wäre, sondern weil der Ingenieur seiner ganzen Erziehung nach viel zu sehr auf das Anschauliche eingestellt ist. Sicher wird mancher mathematisch veranlagte Ingenieur mit großem Genuß den Entwicklungen folgen. Aber am Ende steht doch immer die Frage: „Wie mache ich es nun im gerade praktisch vorliegenden Fall?" Es scheint, als ob den Verfassern auch so etwas, wie diese Frage vorgeschwebt hat. Darauf deutet die Behandlung der Abschnitte III und IV, welche die „Biegungsfestigkeit der Platten" und „die Scheiben" umfassen. Die hier behandelten Probleme liegen manchem Praktiker nahe, setzen allerdings mehr voraus, als die Verfasser im Vorwort als gegeben annehmen und heute annehmen dürfen. Die Erkenntnis dieses Umstandes hat wahrscheinlich zur Einfügung der beiden ersten Abschnitte geführt, die organisch zu den „Vorlesungen über technische Mechanik" des älteren Föppl gehören. Man hat den Eindruck, daß das Buch aus dem Bestreben hervorgegangen ist, eine Reihe von Problemen, die im Anschluß an die Mechanik vielleicht etwas spröde und auch nicht allgemein genug sind, abzulösen und für sich zu be-

handeln. Dem inneren Wert des Werkes wird dadurch kein Abbruch getan.

Es ist wohl noch nötig, auf den etwas eigentümlich anmutenden Haupttitel „Drang und Zwang" hinzuweisen. Wenn eine Notwendigkeit bestanden hätte, für die Begriffe „Elastizität" und „Festigkeit" neue Worte zu suchen, so hätte man nicht leicht undeutlichere finden können. Aber diese Notwendigkeit besteht garnicht. Denn die Ansicht, das englische „stress and strain", dem der Titel nachgebildet ist, sei sehr treffend für den Inhalt einer Lehre von der Elastizität und Festigkeit, ist wohl kaum beweisbar, und der Gefahr der Verwechslung mit der „Festigkeitslehre" (3. Band der „Vorlesungen über technische Mechanik") des älteren Föppl hätte leicht durch passende Wahl des Untertitels vorgebeugt werden können. Bleibt also nur die Vermutung, daß der Titel auffällig sein sollte. Das aber sollte der elegante, von allen Ingenieuren geschätzte Mechaniker Föppl nicht nötig haben. Wir wünschen, daß er möglichst wenig vom Wege des geringsten Zwanges abweicht und sehen dem zweiten Bande mit größtem Interesse entgegen. R. Barkow.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Zur preußischen Universitätsreform.

Die in der Landesversammlung durch den Minister für Wissenschaft, Kunst und Volksbildung angekündigte Reform der preußischen Universitäten hat in einem an die Fakultäten gerichteten Erlaß ihren Anfang genommen.

Die Neugestaltung der Organisationsform der preußischen Universitäten wird ihren Ausgangspunkt von der Schaffung einer einzigen Klasse planmäßiger Professoren nehmen. Die Klasse der planmäßigen außerordentlichen Professoren soll in Zukunft verschwinden. Nach völliger Durchführung der Reform wird es demnach nur noch planmäßige Professoren, d. h. Ordinarien, geben, ferner Honorarprofessoren (nebenamtliche Universitätslehrer, die in der Praxis stehen oder ein anderes Hauptamt innehaben), außerplanmäßige Professoren, d. h. gehobene Privatdozenten nach süddeutschem Muster mit der Bezeichnung eines außerordentlichen Professors und ohne Beamteneigenschaft, und endlich Privatdozenten.

Der Minister für Wissenschaft, Kunst und Volksbildung hat den Fakultäten mitgeteilt, daß er beabsichtige, die bisherigen planmäßigen außerordentlichen Professoren und Abteilungsvorsteher, soweit sie Extraordinarien sind, zu vollberechtigten Mitgliedern der engeren Fakultät, d. h. zu ordentlichen Professoren zu machen. Die Fakultäten sind aufgefordert worden, diejenigen planmäßigen außerordentlichen Professoren und Abteilungsvorsteher zu nennen, gegen deren Ernennung zu ordentlichen Professoren Einwendungen zu machen wären. Die Entscheidung behält sich der Minister von Fall zu Fall vor.

Die planmäßigen Extraordinate in Berlin werden vorerst von dieser Wandlung nicht in demselben Maße ergriffen werden, wie die der übrigen Universitäten. Auf Berliner Ordinariate sind in der Regel nur Männer berufen worden, die sich bereits als Ordinarien anderswo bewährt hatten. In Berlin ist daher die Beförderung sämtlicher planmäßiger Extraordinarien noch nicht ins Auge gefaßt worden. Aber auch die Berliner Fakultäten sind angeregt worden, die wissenschaftliche Bedeutung ihrer planmäßigen Extraordinarien nachzuprüfen und namentlich unter den Vertretern selbständiger Fächer alle diejenigen zu nennen, die sie für die Beförderung zum ordentlichen Professor für geeignet halten.

Gleichzeitig ist ein Erlaß zur Vorbereitung eines zeitgemäßen Studentenrechts an die Universitäten und an die Vertretung der deutschen Studentenschaft hinausgegangen.

Mit diesen Maßnahmen ist nunmehr der erste Schritt in der Universitätsreform getan, der weitere Umbau der Organisation steht bevor.

Berlin. Von der physikalisch-mathematischen Klasse der preußischen Akademie der Wissenschaften wurden zu wissenschaftlichen Unternehmungen bewilligt: dem Verlage des Jahrbuches für die Fortschritte der Mathematik 5000 M., der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Berlin für die physikalische Berichterstattung 10000 M.

Charlottenburg. Vom 6. bis 14. September 1920 wird im Psychotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule zu Charlottenburg ein Kursus stattfinden zur Einführung in die Methoden und Ergebnisse der Psychotechnik mit besonderer Berücksichtigung der Lehrlingsprüfung. Neben Vorlesungen über psychotechnische Prüfverfahren sowie Vorführungen praktischer Untersuchungen und Übungen im Psychotechnischen Laboratorium wird eine Reihe von Werkschulen und psychotechnischen Prüfständen der Berliner Industrie besichtigt werden. Nähere Auskunft erteilt die Geschäftsstelle des Technischen Vorlesungswesens Groß-Berlin, Berlin N.W. 7, Sommerstr. 4a.

Personalnachrichten.

Braunschweig. Der a. o. Professor Dr.-Ing. Kurt Neumann in Dresden hat einen Ruf auf den ord. Lehrstuhl für Wärmemechanik und Verbrennungsmaschinen an der Technischen Hochschule zu Braunschweig als Nachfolger des zum 1. Oktober d. J. in den Ruhestand tretenden Geh. Hofrats Prof. Dr.-Ing. h. c. Schöttler erhalten.

Braunschweig. Auf die an der Technischen Hochschule zu Braunschweig neuerrichtete außerordentliche Professur für Mechanik, besonders Festigkeitslehre, ist der Privatdozent Dr. Otto Föppl in Aachen berufen worden.

Darmstadt. Rektor und Senat der Technischen Hochschule zu Darmstadt haben auf einstimmigen Antrag der Abteilung für Maschinenbau den Geh. Regierungsrat Professor Franz Frese in Hannover in Anerkennung seiner hervorragenden Leistungen als Forscher und Lehrer des wissenschaftlichen Maschinenbaues, sowie in besonderer Würdigung seiner Verdienste um die Einrichtung der Ingenieur-Laboratorien und seiner eigenen Forschungsarbeiten, namentlich auf dem Gebiete der Hydraulik, die Würde eines Doktor-Ingenieurs Ehrenhalber verliehen.

Greifswald. Der a. o. Professor der angewandten Physik an der Greifswalder Universität Dr. Adolf Bestelmeyer ist zum ordentlichen Professor daselbst ernannt worden.

Heidelberg. Der o. Professor an der Technischen Hochschule in München Dr. Heinrich Liebmann hat einen Ruf auf den durch den Tod des Geheimrats Professor Dr. Stäckel erledigten Lehrstuhl für Mathematik an der Universität Heidelberg erhalten und angenommen.

Karlsruhe. Für die etatsmäßige außerordentliche Professur für Gastechnik und Brennstoffverwertung an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe ist der Privatdozent für technische Chemie daselbst Dipl.-Ing. Dr. Karl Bunte ausersehen.

Karlsruhe. Dem Privatdozenten an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Alfred Reis (Physikalische Chemie und Elektrochemie) ist der Titel außerordentlicher Professor verliehen worden.

Potsdam. Dr. phil. Erwin Freundlich wurde zum Observator am Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam ernannt, zugleich beauftragt mit der Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie und der angrenzenden Probleme.



Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V.

Jahresversammlung in Nauheim.

Der Beirat und Vorstand haben beschlossen, die Jahrestagung gleichzeitig mit der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Nauheim in der Zeit vom 19. bis 25. September 1920 abzuhalten.

Wir bitten um recht zahlreiche Beteiligung und vorherige Anzeige der Teilnahme.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. E. Everling, Berlin:
Herr Dr.-Ing. Edwin Schwerin, Assistent an der Technischen Hochschule Berlin, Abteilungsleiter an der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Charlottenburg, Schillerstraße 62.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Paul Neubert, Elberfeld, Gustavstraße 11.
Herr Dr. Alfred Reis, Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Händelstraße 22.
Herr Professor Dr. Hans Zickendraht, Basel, Türkheimerstraße 3.

Seitens des Herrn Kurt Gehlhoff, Berlin:
Herr Friedrich Gross, Oberlehrer, Berlin-Wilmersdorf, Sigmaringerstraße 26.

Seitens des Herrn Dr. L. C. Glaser, Berlin:
Herr Dr. Otto Eppenstein, Mitarbeiter der Firma Carl Zeiß, Jena.

Seitens des Herrn Dr. F. Kiebitz:
Herr Dr. phil. Walter Reiss, Funkenstation Lärz bei Mirow in Mecklenburg.

Seitens des Herrn Dr. A. Klages, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Günther Thilo, Friedenau, Kaiser-Allee 99 bis 100.
Herr Dr. Theo Volk, Friedenau, Südwestkorso 8.

Seitens des Herrn Dr. K. Mey, Berlin:
Körperschaft Physikalisches Institut der Universität, Berlin NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
Herr Prof. Dr. Wilhelm Westphal, Berlin-Zehlendorf, Berlepschstraße 72a.

Seitens des Herrn Richter, Kiel:
Herr Settegast, Ingenieur, Kiel, Kleiststraße 14.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schimank, Hamburg:
Herr Dr. Brendler, Hamburg, Marienthalerstraße 142.
Herr Haarmann, Marineoberstabsingenieur a. D., Hamburg, Schürbeckerstraße 2.
Herr Prof. Dr. Christian Jensen, Hamburg, Phys. Staatslaboratorium, Jungiusstraße 9.
Herr cand. phil. Herbert Unglaube, Hamburg, Goldbachufer 29.
Herr Prof. Dr. Weisshaar, Hamburg, Techn. Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.
Herr Dr. phil. Zimm, Hamburg, Techn. Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Seitens des Herrn Dr. Weidert, Berlin:
Herr Dr. Karl Kieser, Beuel a. Rh., Kaiserstraße 45.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Dr. Becker, Charlottenburg, Kuno Fischerstraße 17.
Herr Otto Bothe, Ingenieur, Berlin-Steglitz, Südendstraße 56.
Herr Dr. phil. B. Bruhn, Kiel, Hardenbergstraße 2.
Herr Prof. Dr. W. Brüsch, Lübeck, Körnerstraße 4.
Herr Prof. Dr. Diesselhorst, Braunschweig, Pockelsstraße 4.
Herr Dr. Erich Einsporn, stud. phil., Cöpenick, Lindenstraße 1a.
Herr Ingenieur Reinold Franke, Friedrichshagen, Scharnweberstraße 90.
Herr Telegraphensekretär Fritz Gehlhoff, Cassel, Schlachthofstraße 49.
Firma Walter Graef & Sohn, Ohligs (Rheinland).
Herr Dr. phil. Walter Grotrian, Assistent am phys. Inst. der Universität Frankfurt a. M., z. Zt. Berlin-Dahlem, Goßlerstraße 5[1].
Herr Dr. Anton Hörnle, Berlin W. 30, Hohenstaufenstraße 53.
Herr Dr. Jaekel, Assistent im Physik. Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule.
Herr Dr. Paul Knipping, Wissenschaftl. Mitarbeiter am Kaiser Wilhelm-Institut für phys. Chemie und Elektrochemie, Charlottenburg, Gervinusstraße 25.
Herr stud. phys. Walter Kramer, Stuttgart, Silberbergstraße 140.
Herr Dr. F. Lüschen, bei der Firma Siemens & Halske, Berlin.
Herr Dipl.-Ing. R. Moeller, Obering. der A. E. G., Kiel, Düsternbrookerweg 31[1].
Herr Julius Ott, Frankfurt a. M., Robert Mayerstraße 4.
Körperschaft Phys. Institut der Universität Frankfurt a. M.
Herr Dr.-Ing. Praeter, in Firma Carl Zeiss, Jena.
Herr Elektrotechniker A. Riechers, Coburg, Theaterstraße 3.
Herr Dr. Gg. Reutlinger, Darmstadt, Phys. Inst. der Techn. Hochschule.
Firma Dr.-Ing. Schneider & Co., Frankfurt a. Main.
Herr Dr. Voege, Hamburg, Phys. Staats-Laboratorium.
Herr Dr. Wommelsdorf, Schöneberg, Hauptstr. 134.
Firma Carl Zeiss, Geschäftsstelle Berlin W. 9, Potsdamerstraße 139.
Herr cand. chem. Zisch, Kaiser Wilhelm-Institut Berlin-Dahlem.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am 25. Juni 1920, abends $7^1/_2$ Uhr,
im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berliner Straße 172.
Vorsitzender Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

Herr Gehrcke spricht: Über Methoden hohen optischen Auflösungsvermögens (mit Demonstrationen).

Sitzung am 9. Juli 1920, abends $7^1/_2$ Uhr
(Schlußsitzung des Sommers 1920),
im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berliner Straße 172.
Vorsitzender: Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

Herr Helmuth Schering spricht: Über ein neues hochempfindliches Photometer und seine Anwendungen. (Nach gemeinsam mit Herrn G. Gehlhoff angestellten Versuchen.)

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

Fünfte ordentliche Versammlung am 28. Juni 1920, abends $8^1/_2$ Uhr, in der Seeburg, Kiel, Düsternbrooker Weg.
Vorsitzender: Simon.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn Lichte: Quantitative Unterwasser-Schallversuche.
2. Vortrag von Herrn Madelung: Über den Nutzen der Vektoranalysis für die Behandlung phys. Probleme.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 Erster Jahrgang Nr. 9

INHALT:

Zur ersten Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.

Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hält ihre erste Jahrestagung vom 19. bis 25. September 1920 in Nauheim im Rahmen der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, jedoch als selbständige Gruppe ab. Wir erwarten einen zahlreichen Besuch unserer Mitglieder, die wir hiermit begrüßen.

Mit Stolz können wir auf das verflossene Jahr zurückblicken. Gegründet am 6. Juni, konstituiert am 7. November 1919 hat die Gesellschaft sich in einem einzigen glänzenden Anlauf überraschend schnell entwickelt.

Obwohl zunächst im wesentlichen auf einen nicht allzu großen Kreis von Fachkollegen gestützt, hat sie vermöge ihrer Organisation und durch die von ihr bearbeiteten Gebiete eine große Anziehungskraft auf zahlreiche Angehörige benachbarter technischer Berufszweige ausgeübt.

Sie zählt heute über 500 Mitglieder, von denen ungefähr 30 korporativen Charakter (als wissenschaftliche Institute oder Firmen) tragen.

Das Zeitschriftunternehmen der Gesellschaft ist in dem Rahmen, der in dem Einführungsaufsatz der ersten Nummer vorgezeichnet war, eingeleitet worden mit einer Stoffauswahl aus allen Gebieten der technischen Physik. Die besonders vielseitige und reichhaltige Gestaltung der vorliegenden, zum Jahrestage herausgegebenen Sondernummer wird die Grundsätze, die für die Leitung der Zeitschrift auch in Zukunft maßgebend sein werden, näher kennzeichnen.

Wir hoffen, daß diese Durchführnng unseres Programms die Zustimmung des Leserkreises im neuen Gesellschaftsjahre ebenso finden wird, wie bisher, und daß trotz der Ungunst der Zeitverhältnisse die Zahl seiner Freunde, die sich unter den technischen Physikern und Ingenieuren finden, auch ferner in lebhaftem Aufsteigen bleibt.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V. **Herausgeber und Schriftleiter.**

Zusammenfassende Berichte.

Die Grundlagen der messenden Farbenlehre.

Von Wilhelm Ostwald.

1. Grundsätzliches. Seit einigen Jahren ist der Übergang der Farbenlehre von dem bisherigen qualitativen Zustande in den quantitativen, messenden eingetreten. Was das für die Entwicklung dieses hochwichtigen Gebiets bedeutet — ist doch das Auge das Sinnesorgan, welches uns gleichzeitig die genaueste wie die umfassendste Kenntnis der Außenwelt vermittelt — wird jedem deutlich, der einen Blick in die Geschichte der angewandten Physik tut. Weder die Entwicklung der Dampfmaschine um die Mitte, noch die der Elektrotechnik gegen Ende des 19. Jahrhunderts wäre möglich gewesen ohne die grundlegenden Forschungen, welche die Meßbarkeit der in Betracht kommenden Energien und ihrer Faktoren möglich gemacht hatten. Und so läßt sich auch eine weitreichende Entwicklung der angewandten Farbenlehre voraussehen, nachdem in ihr Maß und Zahl zur Geltung und Anwendung gebracht worden sind. Da dieser unter dem Getöse des Kriegs und der Revolution entstandene Fortschritt nur wenig bekannt geworden ist, sollen an dieser Stelle seine wesentlichsten Begriffe und Gesetze dargelegt werden.

Zunächst sei begrifflich festgelegt, daß unter Farbe ausschließlich die Empfindung verstanden werden soll, welche wir im Gesichtsfeld des tätigen Auges vorfinden. Sehen wir von allen Deutungen ab, welche wir zufolge unserer Erfahrung den Inhalten des Gesichtsfeldes zuordnen (was tatsächlich nicht leicht auszuführen ist), so finden wir in diesem nichts als eine Anzahl flächenhaft ausgedehnter Farbflecken, die teils scharf aneinander-

stoßen, teils durch stetige Übergänge verbunden sind. Erst aus dem Zusammenwirken dieser Flächen entstehen die Formen, durch welche wir die Gegenstände der Außenwelt erkennen, indem wir lernen, den erlebten Farben und Formen die gegenständlichen Begriffe zuzuordnen. Hierbei stellen wir fest, daß bestimmten Gegenständen auch bestimmte Farben eignen, durch welche wir sie schnell und sicher erkennen. Ein Laubblatt ist grün, ein Stück Schwefel gelb, eine Stange Siegellack rot. Und zwar behalten die Dinge ihre Farbe bei starkem wie schwachem Licht, bei Sonnen- und künstlichem Licht; die Farben erscheinen als objektive Eigenschaften der Dinge.

Dies scheint in vollem Widerspruch mit der eben erfolgten Festlegung der Farbe als einer Empfindung zu stehen. Von einer solchen wissen wir, daß sie durch zwei Faktoren bedingt wird. Nämlich erstens durch den Reiz, d. h. die Energie, welche auf das Sinnesorgan wirkt. Zweitens durch den Zustand, die „Stimmung" des Sinneswerkzeugs mit Einschluß der anhängenden Hirngebiete, welches den Reiz empfängt und zur Empfindung umwandelt. Beide sind auf das Äußerste wandelbar. Für den Reiz ist dies eben dargelegt worden; für das Sinnesorgan braucht nur auf seine Verschiedenheit von Mensch zu Mensch und auf seine Abhängigkeit von allgemeinen und besonderen Einwirkungen verwiesen zu werden, durch welche seine Stimmung unaufhörlich geändert wird. Wie ist es möglich, daß das Produkt so veränderlicher Faktoren konstant ausfällt?

Zunächst wissen wir freilich, daß der Reiz die Stimmung im reziproken Sinne beeinflußt: die Empfänglichkeit wird geringer, wenn der Reiz zunimmt. Je stärker das Licht ist, um so mehr verengt sich die Pupille und um so unempfindlicher wird die Netzhaut und umgekehrt. Hierdurch wird also selbsttätig eine angenäherte Gleichheit des Produktes angestrebt. Aber sie wird nur in grober Annäherung erreicht und kann nicht als Grundlage einer genauen Farbmessung dienen. Um diese zu ermöglichen, muß eine viel strengere Gesetzmäßigkeit wirksam sein.

Diese findet sich nun in einem physikalischen Gesetz von solcher Allgemeinheit und Einfachheit, daß es meist gar nicht erst besonders ausgesprochen wird. Es ist das Gesetz der Unabhängigkeit der Rückwerfung von der Lichtmenge. Jede Körperoberfläche hat die Eigenschaft, daß sie von jeder auf sie fallenden Lichtart einen bestimmten Bruchteil zurückwirft, der von der Wellenlänge abhängt, nicht aber von der Lichtstärke. Dies Gesetz gilt, soweit die bisherige Kenntnis reicht, mit voller Genauigkeit, denn von einer Sättigung und Übersättigung mit Licht, die etwa den Verhältnissen beim Magnetismus vergleichbar wäre, ist nie im Gesamtgebiet der Optik die geringste Andeutung beobachtet worden. **Dieser unveränderlichen Rückwurfszahl ist nun die Empfindung der Farbe eindeutig zugeordnet** und daher entsteht für die Farbe die Möglichkeit einer grundsätzlich einwandfreien Messung, deren Genauigkeit nur durch die Unterschiedsschwelle der Sinneswerkzeuge begrenzt ist. Diese liegt unter günstigen Umständen etwas unterhalb 1 vH.

2. Die unbunten Farben. Zunächst kann uns diese allgemeine Begriffsbestimmung dazu dienen, die wichtigsten Einzelbegriffe der Farbenlehre festzulegen. Bezeichnen wir die Rückwurfzahl mit r, so liegt r zwischen 1 und 0. Wichtig ist zu bemerken, daß r ein Verhältnis zweier gleichartiger Größen, nämlich Lichtmengen ist; r ist also eine unbenannte Zahl und hat im physikalischen Sinne keine Dimension. Hat eine Oberfläche $r = 1$, wirft sie also alles Licht zurück, so heißt sie weiß, wenn sie dabei das Licht allseitig zerstreut, so daß das zurückkehrende Licht dem Lambertschen Kosinusgesetz folgt. Ist die Rückwerfung teilweise geordnet, so liegt Glanz vor, ist sie vollkommen geordnet: Spiegelung. Wie man sieht, erscheint das Kosinusgesetz hier nicht als Naturgesetz, sondern als Definition oder Postulat.

Eine Fläche mit $r = 0$ nennen wir schwarz. Liegt r zwischen 1 und 0, und ist außerdem unabhängig von der Wellenlänge, so heißt die Fläche grau. Ist r abhängig von der Wellenlänge, so heißt sie bunt.

Wie alle Grenzwerte, so sind auch $r = 1$ und $r = 0$ Ideale, denen man sich nähern, die man aber nicht vollkommen erreichen kann. Die beste Annäherung an das ideale Weiß erhält man durch einen mehrfachen Anstrich von reinem gefällten Bariumsulfat; als Bindemittel dient farblose Gelatine ($5^0/_0$); die trockne Oberfläche wird durch Abschleifen mit einem ebenso hergestellten Blatt geebnet. Verschiedene Herstellungen ergaben Abweichungen innerhalb der Unterschiedschwelle von etwa $0,3^0/_0$. Der Absolutwert der Albedo einer solchen Schicht ist noch nicht gemessen worden, doch sind dahin gerichtete Arbeiten an der Physikalisch-technischen Reichsanstalt im Gange, die es bereits wahrscheinlich machen, daß ein etwaiger Fehler einige vH. nicht überschreitet. Man kann also ihre Weiße einstweilen ruhig $= 1$ setzen.

Viel leichter läßt sich das absolute Schwarz $r = 0$ innerhalb der Unterschiedschwelle verwirklichen. Hierzu dient der schwarze Körper Kirchhoffs, praktisch ein innen schwarz gestrichenes oder besser mit schwarzem Samt ausgeklebtes Kästchen, das in einer Wand eine Öffnung trägt. Diese Öffnung erweist sich schwärzer, als irgendeine Körperoberfläche.

Hiernach kann man den r-Wert oder die Helligkeit eines jeden Grau leicht durch eine

photometrische Messung feststellen, indem man es mit dem absoluten Weiß vergleicht. Wird das Grau mit dem Licht l_1 beleuchtet, und bedarf es der (kleineren) Lichtmenge l_2, damit das Normalweiß ebenso hell erscheint, wie das Grau, so ist $r = \frac{l_2}{l_1}$. Ein einfaches Halbschatten-Photometer (Hasch) für solche Zwecke findet sich in meiner Physikalischen Farbenlehre[1]) S. 80 beschrieben. Es dient gleichzeitig zur Feststellung, ob ein vorgelegtes Grau wirklich neutral ist, d. h. keine vorwiegende Buntfarbe enthält. Denn hat man beide Hälften des Gesichtsfeldes durch Regelung des Lichts gleich gemacht, so kann man auch sehr geringe Anteile Buntfarbe deutlich erkennen, da das beschattete Normalweiß das neutrale Grau eindeutig definiert.

3. Die Ordnung der unbunten Farben. Wir nennen alle grauen Farben nebst Weiß und Schwarz die unbunten Farben. Diese lassen sich in eine Reihe ordnen, deren Endpunkte vom idealen Weiß und Schwarz gebildet werden und zwischen denen alle Grau so eingeordnet werden können, daß sie eine stetige Reihe bilden. Nennt man den Bruchteil r des rückgeworfenen Lichts in diesem Fall der unbunten Farben den Weißgehalt oder die Weiße des Grau und bezeichnet ihn mit w, so kann man den Bruchteil des zurückgehaltenen Lichts $1 - r$ den Schwarzgehalt oder die Schwärze nennen und ihn mit s bezeichnen. Dann ist allgemein $w + s = 1$ die Gleichung für alle unbunten Farben.

Aus dieser ergibt sich für jedes Grau eine eindeutige Kennzeichnung durch die Angabe des Zahlenwertes von w oder von s. Da beide durch die Gleichung $w + s = 1$ verbunden sind, braucht man nur einen Wert anzugeben, am besten den von w. Wir nennen diesen die Kennzahl des Grau.

Bestimmt man für eine Anzahl bekannter Gemische aus weißem und schwarzem Farbstoff[2]) die Kennzahlen, so kann man die Mischungsverhältnisse gegen diese in Netzpapier aussetzen und die Punkte durch einen stetigen Zug verbinden. Diesem lassen sich umgekehrt die Mischungsverhältnisse entnehmen, welche bestimmte w-Werte ergeben und es lassen sich so graue Aufstriche von vorgeschriebener Weiße herstellen.

Wir stellen zunächst gleichstufige Farben mit $w = 1$, 0,9, 0,8, 0,7 .... bis 0,1 her, dem wir das tiefste Schwarz beifügen, das unsere Farbstoffe ergeben. Es liegt bei matten Aufstrichen (Leimtünchen) zwischen 0,01 und 0,02. Betrachtet man eine solche Reihe, so findet man, daß die Stufen 1, 0,9, 0,8 fast ununterscheidbar weiß sind; das Grau 0,5 erscheint sehr hellgrau. Dagegen sind die Stufen 0,2, 0,1 und 0,01 überaus weit verschieden.

Dies ist eine Folge des Fechnerschen Gesetzes, demzufolge die Reize eine geometrische Reihe bilden müssen, damit die Empfindungen gleichabständig erscheinen. Wir müssen also aus den Kennzahlen oder Weißen eine geometrische Reihe bilden, wenn wir die unbunte Reihe für die Empfindung gleichabständig teilen wollen.

Soll dies ohne Willkür geschehen, so muß die Zehnerteilung, die all unserer Zählung und Messung zugrunde liegt, ausschließlich und restlos angewendet werden. Dies geschieht, indem wir als zweiten Punkt zu 1 die Kennzahl 0,1 wählen und den Abstand nach einer geometrischen Reihe in 10 Stufen teilen. Das gleiche geschieht zwischen 0,1 und 0,01, zwischen 0,01 und 0,001 usf. Es entsteht so eine unendliche Reihe, gemäß bekannten Gesetzen. Praktisch kommt man nur selten über 0,01 hinaus.

Die Zahlenwerte der Stufen zwischen 1 und 0,1 sind: 1,00 0,79 0,63 0,50 0,40 0,32 0,25 0,20 0,16 0,13 0,10. Von dort ab verlaufen sie zehnmal kleiner, nämlich 0,100, 0,079, 0,063 usw.

Führt man eine solche Reihe aus, so überzeugt man sich, daß sie wirklich gleichabständig erscheint. Sie ist also geeignet, als Normalreihe der unbunten Farben zu dienen. Für praktische Zwecke ist es indessen besser, statt der Grenzpunkte 1,00, 0,79, 0,63 usw., durch welche die unbunte Reihe in psychologisch gleiche Stücke geteilt ist, die Mittelwerte dieser Stücke zu nehmen, um statt der Stücke Punkte zu haben, die als Normen dienen können. So erhält man die Reihe:

0,89	0,71	0,56	0,45	0,35	028	0,22	0,18	0,14	0,11	0,089
a	b	c	d	e	f	g	h	i	k	l

Die Fortsetzung ergibt sich wieder durch Zehnteln.

Unter jede Norm ist behufs kurzer Bezeichnung ein Buchstabe geschrieben, mit dem diese Normen künftig bezeichnet werden sollen.

Es sei noch hinzugefügt, daß in der großen Mehrzahl der Fälle diese rein theoretisch hergestellten Stufen sich als zu eng erweisen. Man pflegt daher jede zweite zu überspringen und erhält so die praktischen Graunormen a c e g i l n p r t ..., mit denen man so gut wie alle Aufgaben bewältigen kann. (Wird fortgesetzt.)

(Eingegangen am 28. Juni 1920.)

[1]) W. Ostwald, Physikalische Farbenlehre. Leipzig, Verlag Unesma, 1919.

[2]) Meist muß man noch einen gelben Farbstoff zusetzen, um das Blau auszugleichen, welches durch Trübung (Goethes Urphänomen) bei der Mischung entsteht.

Das periodische System der Elemente und die mechanisch-technologischen Eigenschaften der Metallegierungen.

(Nach einem Vortrag in der Sitzung am 19. Dezember 1919.)

Von W. Guertler.

(Hierzu Tafel I und II.)

Eine rationelle Metallkunde besitzen wir erst seit etwa 10 Jahren. Früher mußte sich der Metalltechniker, der für gewisse gegebene Zwecke metallische Stoffe suchte, auf die reine Empirie verlassen und stand seinen Aufgaben ebenso hilflos gegenüber, wie ein Schiffsbauer ohne statische Berechnungen oder ein Erzsucher ohne geologische Vorkenntnisse. Er mußte deshalb im Dunkeln tappen, und erlebte oft die unangenehmsten Überraschungen. Suchte man beispielsweise ein gegebenes Metall, sagen wir Rotguß, durch gewisse Zusätze weicher zu machen, so fand sich, daß bei Zusatz von weichem Blei das Ziel erreicht wurde, bei Zusatz von weichem Zinn aber das gerade Gegenteil, ohne daß zu verstehen war, aus welchem Grunde dies so sein mußte. In einem anderen Falle sollte vielleicht die Leitfähigkeit des Nickels verbessert werden durch Zusatz des gut leitenden Kupfers, aber unerwarteter Weise ergab sich eine starke Abnahme der Leitfähigkeit, bis auf einen kleinen Rest. Sucht man Kupfer eine bestimmte Farbe zu geben, so findet sich, daß etwa 20 % Nickel es weiß, ebensoviel Zink es gelb machen, während ebensoviel Silber die Kupferfarbe nur wenig verblassen läßt.

Solcher Beispiele ließen sich zahllose anführen. Nach dem heutigen Stande unserer gesetzmäßigen Erfahrungen sind wir aber in der Lage, alle diese Erscheinungen voraus zu sagen.

Von diesen allgemeinen Gesetzmäßigkeiten soll die folgende Darlegung eine Übersicht geben; doch ist zu beobachten, daß an und für sich das Problem nicht einfach ist. Bezeichnen wir nämlich solche Legierungen als verschieden, die sich mindestens um 5 % in ihrem Mischungsverhältnis unterscheiden, so erhält man 25000 Zweigstofflegierungen, 8 Millionen Dreistofflegierungen, 300 Millionen Vierstofflegierungen usw. Schon heute aber haben unsere technischen Legierungen selten weniger als vier wesentliche Bestandteile.

Diese ungeheure Mannigfaltigkeit läßt sich aber gewissen Gesetzen unterwerfen, wenn der innere Aufbau oder die Konstitution der Legierungen der Betrachtung zugrunde gelegt wird. Es hat sich gezeigt, daß sich nach der Konstitution die Legierungen in gewisse Typen und Gruppen einordnen, und daß sich gewisse Gesetze aufstellen lassen, einerseits zur Beantwortung der Frage, welcher dieser Typen eine gegebene Legierungsmischung angehört, andererseits hinsichtlich der Zusammenhänge der physikalischen und chemischen Eigenschaften mit dem inneren Aufbau.

Die Eigenschaften, die von den Metallgemischen und Verbindungen praktisch verlangt werden, zeigen zunächst eine ebenso unübersehbare Mannigfaltigkeit. Die Legierungen werden zu den verschiedensten Zwecken verwendet. Nach diesen Zwecken müssen sich die Eigenschaften richten.

Den vielseitigsten Materialverbrauch zeigen die Konstruktionsteile für Hoch- und Tiefbauten, für Schiffe, Bahnen, die Träger, Schienen, Rohrleitungen. Dazu kommen die Maschinenteile für Motoren, Kessel, Geschütze, Dynamos, Luftfahrzeuge, sowie die immer weiter wachsenden Ansprüche an Lager, Zahnräder usw. und der mannigfaltige Bedarf für Werkzeuge und Instrumente für Haus- und Tafelgerät, für Zierrat und Schmuck, für Feinmechanik und Uhrenbau, für Münzen, Lettern, Glocken, Musikinstrumente u. a. m. Wir brauchen Lote für die verschiedensten Zwecke, wir brauchen Amalgame, elektrische Leitungen, Magnete der verschiedensten Art, und schließlich kommt noch eine ganze Reihe von Legierungen für Sonderzwecke in Betracht, so als Belag für Spiegel, als Draht in der Glühfadenlampe, für Zahnfüllungen, als Zündmetall für Feuerwerk usw.

Jeder Zweck verlangt besondere Eigenschaften vom Metall, und sehen wir einmal näher zu, welche von diesen vor allem benötigt werden, so finden wir, daß es zwei physikalische Eigenschaften sind, welche den metallischen Materialien ihre Sonderstellung geben; diese sind ihre Festigkeit und ihre Bildsamkeit, d. h. die Fähigkeit durch mechanische Bearbeitung ihre Form, sei es in der Kälte, sei es in der Hitze, plastisch zu verändern. Diese Eigenschaften können wir mit der ganzen Mannigfaltigkeit der Welt von steinigen Materialien, von Glas, Holz und Gewebe nicht nachmachen. Andere physikalische Eigenschaften der Metalle, speziell die magnetischen und elektrischen, kommen demgegenüber immer nur für Sonderzwecke in Betracht.

Bei der Auswahl der metallischen Stoffe ist also ein gewisses Maß von Festigkeit und von Plastizität das erste und allgemeine Erfordernis; spröde und brüchige Materialien scheiden von vornherein aus, so daß wir nach dieser Richtung eine erste große Gruppeneinteilung der Metallwelt bezüglich ihrer Verwendbarkeit vornehmen können.

Darüber hinaus lassen sich auch an die quantitative Bemessung der mechanisch-technologischen Eigenschaften, wie Elastizität, Härte, Geschmeidigkeit, ferner Festigkeit und Plastizität selbst, je nach dem Verwendungszweck, die verschiedenartigsten Anforderungen stellen, sofern nur die vorgenannten Hauptbedingungen erfüllt sind.

Als zweite wesentliche Eigenschaft kommt ihr chemisches Verhalten in Betracht. Von allen Legierungen wird Beständigkeit gegen Luft und Feuchtigkeit, vielfach gegen Seewasser gefordert. Für Sonderzwecke (z. B. Chemische Apparate)

kommt auch noch Beständigkeit gegenüber Säuren und den verschiedenartigsten Chemikalien in Frage.

Diesen Haupteigenschaften gegenüber nehmen alle anderen nur Sonderstellungen ein, so die elektrische Leitfähigkeit, die Magnetisierbarkeit, die Dichte, die Farbe und sonstige optische Eigenschaften. Auch kommen Thermokraft, Wärmeleitfähigkeit, Wärmeinhalt, Kristallographie und anderes mehr in technischem Sinne wenig oder gar nicht in Betracht.

Wir wollen nun im folgenden versuchen, aus der unendlichen Fülle von Legierungen diejenigen abzugrenzen, welche das unter allen Umständen nötige Maß von Festigkeit, Geschmeidigkeit und chemischer Widerstandsfähigkeit besitzen.

Wenden wir uns entsprechend den gegebenen Darlegungen zunächst der Frage des inneren Aufbaues der Legierungen zu.

Was zunächst den flüssigen Zustand anbetrifft, so haben wir schon hier zu unterscheiden zwischen begrenzter und unbegrenzter Mischbarkeit. Viele Metallpaare vermögen sich im flüssigen Zustande, wenn auch beide Teile vollkommen geschmolzen sind, nicht oder nur begrenzt gegenseitig zu lösen. Es setzen sich dann, meist infolge von verschiedenem spezifischem Gewicht, zwei getrennte Schichten übereinander ab. Bild 1 auf Tafel I zeigt die Trennungslinie zwischen einer Zinkschicht mit einem gewissen geringen Bleigehalt und einer Bleischicht mit einem begrenzten Zinkgehalt.

Metalle, die sich im flüssigen Zustand nicht miteinander mischen lassen, lassen sich natürlich nicht durch Zusammenschmelzen herstellen. Andere Mischungen versagen, weil ein Bestandteil erst bei Temperaturen schmilzt, wo der andere längst verdampft ist. Aus solchem Grunde läßt sich Eisen nicht beliebig mit Quecksilber legieren.

Aus der Gesamtheit der Legierungen werden wir also außer denjenigen Kombinationen, die wegen ihrer chemischen oder mechanischen Unzulänglichkeit wegfallen, noch diejenigen ausscheiden müssen, die sich nicht herstellen lassen. Damit haben wir die drei Hauptgesichtspunkte gewonnen, die uns im folgenden leiten sollen.

Was nun die erstarrten Legierungen anbetrifft, so haben wir als erste Regel die, daß sie sämtlich kristallin sind. In einem anpolierten Durchschnitt durch ein reines Metallstück ist die kristalline Natur zwar nicht ohne weiteres zu erkennen, wie Bild 2 auf Tafel I zeigt, welches den Schnitt von reinem Kupfer wiedergibt. Die einzelnen Kristallindividuen erscheinen in Form unregelmäßig begrenzter Körner, da sie bei ihrem gleichzeitigen Entstehen sich gegenseitig an der freien Ausbildung gehindert haben. Erst durch besondere Kunstgriffe erkennt man den regelmäßigen kristallinen Aufbau an jedem einzelnen Korn.

Wenn man nun Metalle miteinander legiert, so beobachtet man vielfach die Fähigkeit der einzelnen Bestandteile, in wechselnden oder gar beliebigen Verhältnissen gemeinsame Kristalle sog. Mischkristalle oder feste Lösungen zu bilden. Setzt man beispielsweise zu Kupfer Nickel hinzu, dann zeigt das Mikroskop nicht etwa in wachsender Menge Nickelkristalle zwischen den Kupferkristallen, sondern das Nickel tritt in die Kupferkristalle selbst ein. So zeigt Bild 3 auf Tafel I das Gefüge einer gewöhnlichen Nickelmünze mit 75 % Kupfer und 25 % Nickel in welchem wir nur eine einzige Art von Kristallen, nämlich eben 25 %ige Mischkristalle sehen.

Diese Fähigkeit der gegenseitigen Bildung von Mischkristallen (die homopolare Verwandtschaft) tritt vorzugsweise dann auf, wenn die betreffenden Elemente im periodischen System einander recht nahe stehen, und außerdem besonders dann, wenn die betreffenden Elemente einen hohen Schmelzpunkt haben.

Ferner vermögen vereinigte Metalle Kristalle von ganz neuer Art, die sich in Aufbau und

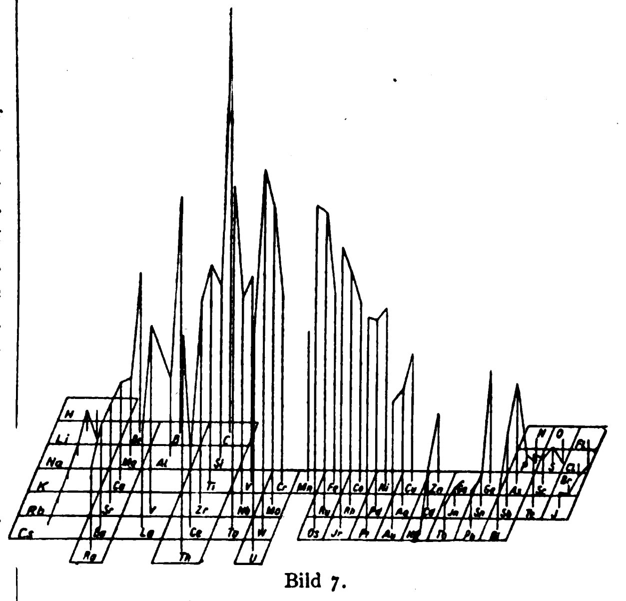


Bild 7.

Eigenschaften völlig von denen der Ausgangsstoffe unterscheiden, also neue Individuen oder chemische Verbindungen oder, wie der spezielle Ausdruck lautet, intermediäre Kristallarten zu bilden. Diese Fähigkeit tritt besonders dann hervor, wenn die betreffenden Metalle im periodischen System weit voneinander entfernt stehen. Hier äußert sich die sog. heteropolare Verwandtschaft. So sehen wir beispielsweise im Bild 4 der Tafel I große Kristalliten einer Eisen-Zinkverbindung in der eigentlichen Grundmasse, welche aus praktisch reinem Zink besteht.

Schließlich gibt es noch Metallkombinationen, in denen weder homopolare noch heteropolare

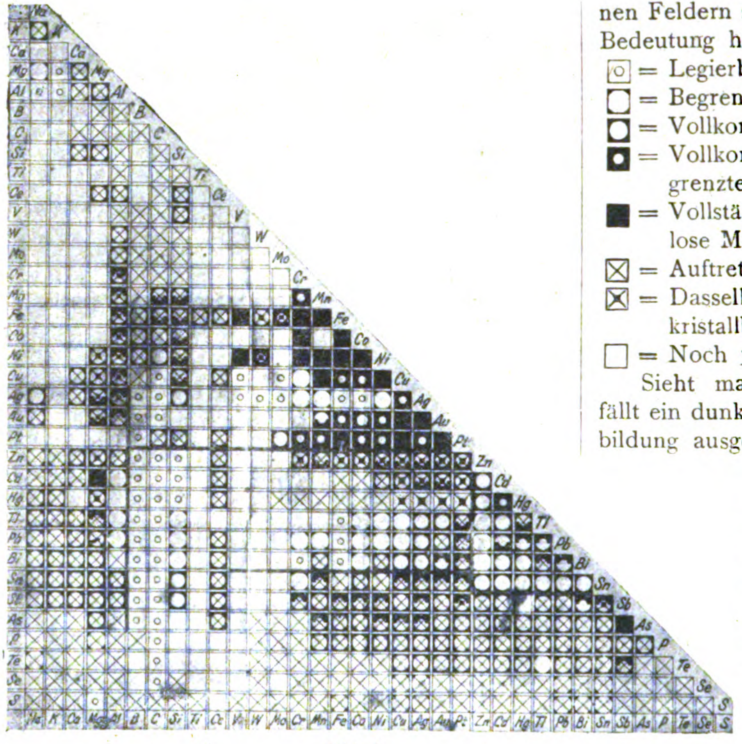


Bild 8.

Verwandtschaft sich äußert, die also weder Mischkristalle noch intermediäre Kristallarten bilden. Ein solches Beispiel sehen wir in Bild 5 der Tafel I, das uns Kupferkristalle in einer Grundmasse von Wismut eingebettet veranschaulicht.

Sehr viele Systeme zeigen eine ganze Reihe von intermediären Kristallarten gleichzeitig, auch innerhalb gewisser Mischungsverhältnisse, und geben dann als Ganzes ein außerordentlich kompliziertes Bild des inneren Aufbaus. So stellt Bild 6 der Tafel I eine Kupfer-Zinklegierung (Messing) dar, in welcher sich zwei verschiedene Kristallarten in verwickelter Anordnung vorfinden, die nach der üblichen Bezeichnung als α- und β-Kristalle bekannt sind. Beide Kristalle enthalten Kupfer und Zink, aber in wechselnder Zusammensetzung.

Diese mannigfaltigen Erscheinungen, deren nähere Beschreibung auf beschränktem Raum nicht möglich ist, bieten die Grundlage für eine rationelle Einteilung der Metalle hinsichtlich ihrer Fähigkeit, miteinander Legierungen zu bilden.

Zur Gewinnung einer Übersicht betrachten wir zunächst einmal die Schmelzpunkte, die in Bild 7 graphisch im entsprechenden Höhenverhältnis auf einer Grundfläche aufgetragen sind, die das periodische System der Elemente wiedergibt.

In Bild 8 sind ferner die wichtigsten und am besten erforschten Metalle sowohl in der Vertikalen wie in der Horizontalen der Reihe nach aufgezählt und in den einzelnen Feldern der Tafel paarweise miteinander kombiniert. In den einzelnen Feldern sind Zeichen eingetragen, die folgende Bedeutung haben:

= Legierbarkeit ist nicht vorhanden,
= Begrenzte Mischbarkeit in flüssigem Zustande,
= Vollkommene Mischbarkeit in flüss. Zustande,
= Vollkommene Mischbarkeit im flüss. und begrenzte Mischkristallbildung im fest. Zustande,
= Vollständige Mischbarkeit im flüss. und lückenlose Mischkristallbildung im festen Zustande,
= Auftreten einer oder mehrerer Kristallarten,
= Dasselbe unter gleichzeitiger begrenzter Mischkristallbildung dieser Kristallarten,
= Noch unerforschte Systeme.

Sieht man sich nun Bild 8 genauer an, so fällt ein dunkles, also durch reichliche Mischkristallbildung ausgezeichnetes Feld auf. Hier sehen wir die drei Metalle der Eisengruppe, die Metalle der Kupfer-Goldgruppe und die sechs Metalle der Platingruppe teils in allen Mischungsverhältnissen, teils in weiten Grenzen Mischkristalle miteinander bilden. Nur Silber gegenüber Nickel, Kobalt und Eisen bildet hier eine Ausnahme.

Andererseits finden wir das Zeichen des schrägen Kreuzes, das die Bildung intermediärer Kristallarten bedeutet, immer häufiger, je weiter wir zu den äußeren Rändern der Tafel und damit zu den extremen Elementen des periodischen Systems gelangen.

Es ist hier nicht die Möglichkeit, diese Beziehungen im einzelnen durchzusprechen; jedenfalls gibt die Anordnung der Elemente nach dem periodischen System die Möglichkeit, zu einer Einteilung der Legierungen im oben erwähnten Sinne zunächst für paarweise Kombinationen zu gelangen.

Die Schlußfolgerungen, die wir ziehen werden, lassen sich aber auch auf Verbindung von beliebig vielen Bestandteilen miteinander ausdehnen, wenn wir folgende Regel beherzigen:

Der Zusatz weiterer Elemente zu einem System aus bisher nur zwei Metallen erhöht die gegenseitige Löslichkeit im flüssigen Zustande, erweitert ebenso die Grenzen der Mischkristallbildung, verhindert nicht die Entstehung von intermediären Kristallarten, die in der ursprünglichen Zweistoffmischung vorlagen, und führt nur selten zur Bildung von Dreistoff-, Vierstoff- usw. Verbindungen, wenn die einzelnen Zweistoffkombinationen der vorliegenden Mischung keine intermediären Kristallarten liefern.

Auf Grund dieser Regel gestaltet sich in großen Zügen das Verhalten der Metalle paarweise zueinander, wenn wir kompliziertere Mischungen herstellen. Lediglich die Mischbarkeit im flüssigen und kristallinen Zustande wird größer. Die verschiedenen Typen als solche bleiben erhalten.

Nun aber ist es für die Eigenschaften der entstehenden Legierungen im allerhöchsten Maße bestimmend, ob sie Mischkristalle oder intermediäre Kristallarten oder keines von beiden oder beides usw. bilden. Während die Mischkristallreihen uns die wertvollen Legierungen liefern, die hohe Festigkeit und Härte mit immer noch guter Geschmeidigkeit verbinden, haben alle intermediären Kristallarten eine hohe Sprödigkeit, die sich meist bis zur Pulverisierbarkeit steigert, also ein vollkommenes Verschwinden der metallischen Plastizität und überhaupt in jeder Beziehung in allen Eigenschaften eine Annäherung an die Natur des metalloiden Zustandes.

Sprödigkeit und Härte gehen im großen und ganzen parallel und treten um so mehr hervor, je höher der Schmelzpunkt der betreffenden Kristallart ist, je härter und spröder die Komponenten selber sind und je näher sie in ihrer Natur den Metalloiden stehen.

Was die chemische Widerstandsfähigkeit anbetrifft, so wird diese natürlich durch wachsenden Gehalt einer chemisch stark angreifbaren Kristallart schrittweise vermindert. Liegt diese chemisch angreifbare Komponente nicht in Form von eigenen freien Kristallen vor, sondern wird sie unter Mischkristallbildung aufgenommen, so wird ihr chemisch beeinträchtigender Einfluß gemindert. Bildet sie dagegen intermediäre Kristallarten, so pflegt in der Regel die chemische Angreifbarkeit der einzelnen Kristallarten ziemlich regelmäßig von Stufe zu Stufe zuzunehmen, je reicher diese an der angreifbaren Komponente sind.

H Wasserstoff																
Li Lithium	Be Beryllium	B Bor	C Kohlenstoff											N Stickstoff	O Sauerstoff	F Fluor
Na Natrium	Mg Magnesium	Al Aluminium	Si Silicium											P Phosphor	S Schwefel	Cl Chlor
K Kalium	Ca Calcium	seltene Erdmetalle	Ti Titan	V Vanadium	Cr Chrom	Mn Mangan	Fe Eisen	Co Kobalt	Ni Nickel	Cu Kupfer	Zn Zink	Ga Gallium	Ge Germanium	As Arsen	Se Selen	Br Brom
Rb Rubidium	Sr Strontium		Zr Zirkonium	Nb Niobium	Mo Molybdän		Ru Ruthenium	Rh Rhodium	Pd Palladium	Ag Silber	Cd Cadmium	In Indium	Sn Zinn	Sb Antimon	Te Tellur	J Jod
Cs Caesium	Ba Barium		Ce Cerium	Ta Tantal	W Wolfram		Os Osmium	Ir Iridium	Pt Platin	Au Gold	Hg Quecksilber	Tl Thallium	Pb Blei	Bi Wismut		
			Th Thor		U Uran											

Bild 9.

Gehen wir nunmehr auf das periodische System der Elemente zurück, wie es in Bild 9 dargestellt ist.

Hier finden wir in der Mitte die Eisen, Kupfer, Platin und Verwandte umfassende Mittelgruppe wieder, die auch in Bild 8 eine mittlere Stellung einnimmt. Wir sahen dort, daß die binären Kombinationen der Metalle dieser Gruppe niemals intermediäre Kristallarten und fast immer ausgedehnte Mischkristallbildung liefern. Vereinigen wir gleichzeitig mehr als zwei von diesen Metallen, so wird die gegenseitige Mischkristallbildung immer reichlicher, während intermediäre Kristallarten auch dann nicht entstehen. Im Bilde 7 sahen wir, daß die Schmelzpunkte dieser Gruppe ziemlich einheitlich zwischen 900 und 1800° liegen.

Da nun solche mischkristallreichen Legierungen wegen ihrer mechanischen, chemischen und anderen Eigenschaften technisch außerordentlich wertvoll sind, so können wir sie als die erste große Gruppe technischer Nutzlegierungen aufstellen, die ich als die strengflüssige Mittelgruppe *M* bezeichne.

Nach rechts zu im periodischen System schließt sich eine Reihe niedriger schmelzende Elemente an. Die Schmelzpunkte liegen mit Ausnahme von dem des Antimons unterhalb 500°, wie Bild 7 zeigt. Aus Bild 8 entnehmen wir, daß bei ihnen Mischkristallbildung sehr begrenzt auftritt, was wohl in erster Linie mit dem niedrigen Schmelzpunkt der Metalle zusammenhängt. Aber auch intermediäre Kristallarten treten in dieser Gruppe sehr selten auf. Wir haben daher hier eine neue Gruppe technisch brauchbarer Legierungen, die ich wegen ihrer niedrigen Schmelzpunkte als die niedrig schmelzende Gruppe *N* bezeichnen will. Sie enthält die in der Technik als Weißmetalle im weitesten Sinne bezeichneten Legierungen.

Die mechanischen Eigenschaften dieser Gruppe sind keineswegs, was die meisten Verwendungszwecke anbetrifft, denen der strengflüssigen Gruppe gleichwertig. Sobald aber hoher Schmelzpunkt und große mechanische Widerstandsfähigkeit nicht in Frage kommen, liefert diese Gruppe sehr weit verbreitete Nutzlegierungen.

Wie scharf die Trennung zwischen diesen beiden Gruppen zu ziehen ist, zeigt uns der Umschlag der Übersicht, Bild 8. Im Moment, wo wir die Mittelgruppe verlassen und zum Zink abwärts gehen, macht sich sofort das Auftreten intermediärer Kristallarten bemerkbar, welche in den Kombinationen der Metalle der Mittelgruppe *M* einerseits und der Niedergruppe *N* andererseits bei mittleren Mischungsverhältnissen die Legierung beherrschen und diese dadurch spröde machen. Bei den Kombinationen dieser Art kann man also immer nur entweder von strengflüssigen Mischungen ausgehend gewisse begrenzte Zusätze der Niedergruppe *N* (z. B. Zinn zu Kupfer, Zink zu Kupfer-Nickel, usw.) oder umgekehrt von den Niederschmelzenden ausgehend gewisse kleine Zu-

sätze von Metallen der Mittelgruppe (z. B. Kupfer zu Zinn oder Antimon-Zinn) zufügen. Die dazwischen liegenden Mischungsverhältnisse führen wegen ihrer Brüchigkeit zu keinem Ziel.

Aus diesen und anderen Gründen scheint es gerechtfertigt, im periodischen System Bild 9 eine Gruppeneinteilung zwischen Kupfer und Zink abwärts vorzunehmen.

Gehen wir noch weiter nach rechts, so läßt sich zwischen Antimon einerseits und Arsen und Tellur andererseits eine neue Grenzlinie ziehen, die dadurch begründet ist, daß jenseits derselben die Elemente metalloidischen Charakter annehmen. Die für die Technik wesentlichsten Eigenschaften des metallischen Zustandes, die mit Festigkeit gepaarte Plastizität, hören also hier auf. Als Ausgangs- und Hauptsubstanz von Legierungen kommen diese Elemente nicht mehr in Frage. Da sie, wie uns Bild 8 zeigt, mit fast allen anderen Elementen intermediäre Kristallarten bilden, und da deren Entstehung, wie schon gesagt, immer die Verstärkung des metalloidischen Charakters bedeutet, so ergibt sich, daß alle diese Elemente nicht von sich aus, sei es einzeln, sei es in Mischungen, die Hauptsubstanz von Legierungen bilden können, sondern daß sie nur als Zusätze in Frage kommen.

Diese dritte Gruppe von Elementen nenne ich die Rechtsgruppe *R*.

Von der Mittelgruppe aus im periodischen System nach links gehend, begegnen wir zunächst einer Reihe von Elementen, die, wie uns Bild 7 zeigt, einen sehr hohen, in Richtung auf Bor und Kohlenstoff zu immer höher werdenden Schmelzpunkt besitzen. Entsprechend diesem hohen Schmelzpunkt weisen die Glieder dieser Gruppe auch eine sehr große Härte und Sprödigkeit auf, die diese Metalle ungeeignet erscheinen lassen, einzeln oder gemischt die Hauptbestandteile von Legierungen darzustellen. Die Sprödigkeit ist allerdings nicht so groß, als man anfangs annahm, so lange man statt der reinen Metalle selbst stark mit Karbiden, Oxyden, Nitriden usw. verunreinigte Präparate vor sich hatte. Die reinen Metalle sind wesentlich geschmeidiger; so läßt sich das reine Wolfram sogar in außerordentlich feste und elastische, äußerst feine Drähte umwandeln. Aber die Sprödigkeit ist noch immer groß genug, um die Anwendung dieser Metalle auf Sonderfälle zu beschränken.

Miteinander kombiniert, geben sie zwar noch sehr reichlich feste Lösungen, aber mit den bereits mehr zu den Metalloiden hinüberführenden Elementen Titan, Silizium, Kohlenstoff und Bor kommen auch gleichzeitig intermediäre Kristallarten zum Entstehen, die eine erneute Sprödigkeitssteigerung mit sich bringen.

Die ganze Gruppe, die ich als die hochschmelzende Gruppe *H* zusammenfasse, kommt daher nicht als Quelle selbständiger Bestandteile von Legierungen, sondern nur für Zusätze zu anderen in Frage. Wie wichtig sie aber sind, zeigt allein schon die Erwähnung der Stahle und Sonderstahle, denen sich analoge Legierungen anschließen, wenn man das Eisen durch Kobalt oder Nickel oder gar durch Platin usw. ganz oder teilweise ersetzt.

Noch weiter nach links im periodischen System begegnen wir einer neuen scharfen Grenze, da mit dem Übergang zu Aluminium und seinen Analogen eine außerordentliche Erniedrigung des Schmelzpunktes eintritt. Aluminium ist bereits wieder geschmeidig, das Magnesium steht ihm nahe. Beide haben die technisch wertvolle Eigenschaft der Leichtigkeit. Aber schon macht sich eine andere Eigenschaft bemerkbar, die sich von nun an steigert, je weiter wir im periodischen System nach links gehen, nämlich eine größere chemische Angreifbarkeit der Elemente. Aluminium selbst ist unter gewissen Einschränkungen noch sehr gut luft- und wasserbeständig. Bei Magnesium werden die Gefahren schon größer, und wenn wir von diesen zu den eigentlichen Erdalkalimetallen Calcium, Strontium, Barium und von diesen zu den Alkalimetallen übergehen, so hört die chemische Widerstandsfähigkeit gänzlich auf. Aus dieser ganzen Linksgruppe *L* gewinnen wir also nur Aluminium und in begrenztem Maße auch Magnesium oder die Legierungen beider miteinander als Ausgangsmaterial und Hauptbestandteil von Legierungen, also als technisch brauchbar nur die eng begrenzte Gruppe der Leichtlegierungen.

Da Aluminium sowohl wie Magnesium mit fast allen anderen Elementen zusammengebracht intermediäre Kristallarten liefern, so stehen wir wieder der Tatsache gegenüber, daß wir unterscheiden müssen zwischen solchen Legierungen, in denen Aluminium bzw. Magnesium den Hauptbestandteil bilden, während andere Elemente in kleineren Mengen zugesetzt werden (wie z. B. Kupfer oder Zink zu magnesiumhaltigem Aluminium), und andererseits solchen Legierungen, in denen Aluminium und Magnesium in kleinen Mengen den Zusatz bilden (wie z. B. Aluminium zu Kupfer, Messing usw.). Alle dazwischenliegenden mittleren Mischungsverhältnisse sind wieder wegen des Vorherrschens spröder intermediärer Kristallarten undurchführbar.

Es ließe sich noch eine große Fülle von Einzelheiten aus der Tafel ablesen, welche als ein oberflächliches Orientierungsblatt für die binären Kombinationen der Metalle miteinander zu betrachten ist. Es würde aber zu weit führen, und wir können nicht mehr länger dabei verweilen.

Auf Grund des Gesagten unterscheiden wir also bei der Kombination der Metalle miteinander prinzipiell, ob sie als Ausgangsmetall oder als Zusatz in Frage kommen sollen. Manches Element ist als Zusatz wertvoll, während es als Hauptbestandteil nicht in Frage kommt, und umgekehrt.

Tabelle 1.

	Hauptbestandteile	Zusätze möglich bis zur Größenordnung von einigen			
		10 %	1 %	0,1 %	0,01 %
Strengflüssige Schwerlegierungen	Fe, Co, Ni, Cu (Ru), Rh, Pd, Ag Os, Ir, Pt, Au	Mn Cr, Mo, W, U V, Nb, Ta, Th Al, Mg, (Be) Ce und seltene Erdmetalle Zn, Cd, Hg	B, C, Si, Ti, Zr Ca, (Sr), Ba Li, Na, K, (Rb), (Cs), Tl, Pb, Bi (Ga), (In), (Ge), Sn, Pb	P, As, S, Se, Te	O, N, H
Leichtflüssige Schwerlegierungen genannt „Weißmetalle“	Zn, (Ga), (Ge) Cd, In, Sn, Sb, Tl, Pb, Bi	Hg Al	Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Ru, Rh, Pd, Ag, Os, Ir, Ph, Cu Cr, V Mg Ce und seltene Erdmetalle Ca, (Sr), Ba (Li), K, Na, (Rb), (Cs)	Si, Ti, Zr Mo, W, U, Nb, Ta, Th As, P S, Se, Te	O, N, H
Leichtlegierungen	Al, Mg	Zn	Ce und seltene Erdmetalle Si, Ti, Zr Cr, Mo, W, U V, (Nb), Ta Mn, Fe, Co, Ni, Cu Cd, Hg, Sn, Sb	C, B, P, S Tl, Pb, Bi	

Die eingeklammerten kommen an sich in Frage, fallen aber wegen der Seltenheit aus.

Auf dieser Grundlage ist die große farbige Tafel II entworfen, die den Inhalt von Bild 8 im großen und ganzen wiederholt, indem sie von anderen Gesichtspunkten aus die dort gegebenen Einzelheiten zusammenfaßt und zugleich die technische Verwertbarkeit hervorhebt. Hier ist übersichtlich zu sehen, wie von den Kombinationen der fünf Hauptgruppen miteinander infolge ihrer Haupteigenschaften eine große Anzahl von der technischen Verwertbarkeit ausgeschlossen ist.

Wir finden zuerst eine große Reihe, die wegen Nichtlegierbarkeit ausfällt (blaue Farbe). Sodann fallen ganze Reihen aus wegen der chemischen Angreifbarkeit (grüne Farbe). Andere fallen aus wegen ihres metalloiden Charakters (rote Farbe) oder durch ihre zu große Sprödigkeit (gelbe Farbe), und andere schließlich lassen nur Zusätze in begrenzten Mengen zu, weil darüber hinaus Sprödigkeit auftritt (violette Farbe). Lediglich in den weiß gebliebenen Feldern finden wir Mischungen, die wir in allen Verhältnissen gemischt nach Belieben technisch verwerten können.

Da diese Tafel ein ganzes Büchlein von Tatsachen knapp zusammenfaßt, während es andererseits unmöglich ist, hier länger bei derselben zu verweilen, so sei ihre eingehende Betrachtung wärmstens empfohlen.

Vor allem gewinnen wir aus ihr das Hauptresultat, daß sich drei Gruppen von Legierungen als technisch verwertbar herausheben lassen, und zwar die strengflüssigen und leichtflüssigen Schwermetalle, nebst der Gruppe der eigentlichen Leichtlegierungen. Diese Gruppen sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt, aus der wir ersehen, welche Hauptbestandteile für die Zusammensetzung jener drei Gruppen in Frage kommen, welche Zusätze wir machen und welche Höchstbeträge diese etwa erreichen können.

Die Tabelle liefert zusammen mit der farbigen Tafel den Stoff, der es uns ermöglicht, aus der ungeheuren Fülle von Kombinationen der Metalle miteinander diejenigen herauszufinden, die allein zu brauchbaren Materialien für die Konstruktion von Bauteilen, Maschinen, Gebrauchsgegenständen usw. führen können.

Diese graphischen Hilfsmittel geben auch die Grundlage für eine nähere Prüfung der Verwendbarkeit der als nützlich erkannten Legierungen aus den drei Hauptgruppen bezüglich ihrer elektrischen und magnetischen sowie sonstigen physikalischen, chemischen und mechanischen Eigenschaften. Es wird möglich sein, den gesetzmäßigen Zusammenhang auch dieser Eigenschaften mit dem inneren Aufbau der Legierungen zu erweisen und neue Gruppen für weitere Verwendungszweige abzugrenzen.

So stiftet das methodische Vorgehen der neuzeitlichen Metallphysik unmittelbaren praktischen Nutzen durch raschere und umfassendere Ermittlung verwickelter Tatbestände, gegenüber der unsicher tastenden Empirie der älteren Metalltechnik.

(Eingegangen am 17. August 1920.)

Die zeichnerische und rechnerische Näherungsbehandlung der Schwingungsdifferentialgleichung.[1])

Von W. Hort.

Unter dem Begriff der Schwingungsdifferentialgleichung versteht man im allgemeinen den Ansatz der Gestalt

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} + b \frac{d x}{d t} + c x = f(t),$$

der die erzwungene Bewegung eines Massenpunktes m unter dem Einfluß der Dämpfung b und der Direktionskraft c behandelt, während der für elektrische Vorgänge entsprechende Ansatz

$$L \frac{d^2 i}{d t^2} + W \frac{d i}{d t} + \frac{1}{C} i = f(t)$$

den Verlauf eines Wechselstromes in einen mit Selbstinduktion L, Widerstand W und Kapazität C behafteten Stromkreis reguliert.

Diese Ansätze linearer Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit festen Vorzahlen und Störungsfunktion sind Sonderfälle der allgemeinen Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$\left.\begin{aligned} P_0(x,t) \frac{d^2 x}{d t^2} + P_1(x,t) \frac{d x}{d t} \\ + P_2(x,t) x + P_3(x,t) = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Sind P_0, P_1, P_2 feste Vorzahlen und ist $P_3 = 0$, so haben wir die gewöhnliche Gleichung der freien Schwingungen, ist P_3 dagegen von x frei und nur von t, speziell periodisch, abhängig, so entsteht die Gleichung erzwungener Schwingungen, welche sich ebenso wie die vorgenannte vollständig in geschlossener Form integrieren und untersuchen läßt.[2])

Die allgemeinen Fälle, in denen P_0, P_1, P_2 von x oder auch von t abhängig oder beides sind, lassen sich ebenfalls bis zu einem gewissen Grade in allgemeiner Weise diskutieren, wobei es sich allerdings um Funktionen und Verfahren handelt, die gegenüber den bei der gewöhnlichen Schwingungsgleichung benutzten nicht mehr ganz einfach sind.

Wir besitzen aber einige zeichnerische und rechnerische Näherungsverfahren, welche gestatten, für jede beliebige Schwingungsdifferentialgleichung spezielle Lösungen für vorgelegte Anfangsbedingungen mit beliebiger Genauigkeit herzustellen. Ja, wir sind sogar nicht einmal an die Form des Ansatzes (1) gebunden, sondern wir können jede beliebige Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$F\left(\frac{d^2 x}{d t^2}, \frac{d x}{d t}, x, t\right) = 0 \qquad (2)$$

nach diesem Verfahren behandeln, falls sie nur nach $\frac{d^2 x}{d t^2}$ etwa in der Gestalt:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = \varphi\left(\frac{d x}{d t} \quad x, t\right) \qquad (3)$$

auflösbar oder wenn der zweite Differentialquotient x'' irgendwie graphisch oder tabellarisch in Abhängigkeit von x', x, t gegeben ist.

Die Verfahren teilen sich kurz wie folgt ein:

I. Verfahren mit Hilfe der Krümmungskreise.
II. Verfahren mit Hilfe der Seilkurve,
III. Verfahren mit Hilfe simultaner Differentialgleichungen.

Die Verfahren I und II liefern verhältnismäßig rasch auf graphischem Wege einzelne Lösungen, die man, wenn nötig, nachträglich noch genauer machen kann, während das Verfahren III rechnerisch durchgeführt, allerdings etwas mühsam, ziemlich genaue Einzellösungen gibt. Man kann III. mit gewissen geometrischen Vorstellungen aus der Kurvenlehre auch graphisch ausgestalten, was aber nur dann zweckmäßig erscheint, wenn man gleichzeitig eine ganze Schar von Integralkurven der vorgelegten Differentialgleichung ermitteln will.

I. Das Verfahren mit dem Krümmungskreis[1]) knüpft an an die Gestalt (3) der vorgelegten Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = \varphi\left(\frac{d x}{d t}, x, t\right) \qquad (3)$$

und an die ebenfalls vorgelegten Anfangsbedingungen:

$$t = t_1; \quad x = x_1; \quad \frac{d x}{d t} = x_1'. \qquad (4)$$

Im Zeitwegdiagramm (Fig. 1) bestimmen die Anfangsbedingungen einen Punkt P_1 und eine Richtung durch ihn.

Nach dem Ansatz:

$$\varrho_1 = \frac{\sqrt{(1 + x_1'^2)^3}}{x_1''}, \qquad (5)$$

[1]) Dieser Aufsatz erscheint demnächst auch als Abschnitt der 2. Auflage der „Technischen Schwingungslehre“ des gleichen Verfassers im Verlage von Julius Springer, Berlin.

[2]) Die Untersuchung der Differentialgleichung der freien Schwingungen ist ausgegangen von den gedämpften Oszillationen einer Magnetnadel, und ist zurückzuführen auf S. D. Poisson, Traité de Mécanique, 2. Ed. (1833) 1, S. 349 und C. F. Gauß, Anleitung zur Bestimmung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel 1837 — Ges. Werke 5, S. 389. Auf Gauß geht auch die Begriffsbestimmung des logarithmischen Dekrementes zurück.

[1]) Das Verfahren mit dem Krümmungskreis geht zurück auf Lord Kelvin (William Thomson): Phil. Mag. (5) 34, (1892), 443—448.

wo

$$x_1'' = \varphi(x_1', x_1, t_1)$$

den zweiten Differentialquotienten der Kurve im Punkte P_1 bedeutet, ist der Krümmungsradius ϱ_1 daselbst festgelegt. Man zeichnet den Krümmungskreis auf und wählt auf seinem Umfang in kleiner

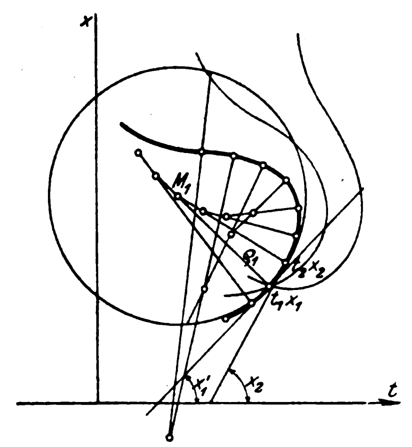


Fig. 1. Näherungslösung mit Hilfe des Krümmungskreises.

Entfernung von P_1 in der Fortschreitungsrichtung x_1' den Punkt P_2. Dieser liefert drei neue Werte x_2', x_2, t_2, die aus der Zeichnung zu entnehmen sind, und damit einen neuen Krümmungsradius ϱ_2

$$\varrho_2 = \frac{\sqrt{(1 + x_2'^2)^3}}{x_2''}$$

mit

$$x_2'' = \varphi(x_2', x_2, t_2).$$

In dieser Weise wird fortgefahren[1]), bis genügend viele Punkte der gesuchten Integralkurve bestimmt sind. Die Entfernungen der Punkte P_1, P_2, P_3 ..., auf den einzelnen Kreisumfängen gemessen, wählt man praktisch einander gleich; ihre absolute Größe, durch die die Genauigkeit des Ergebnisses und der Zeitaufwand des Verfahrens naturgemäß in gegenläufigem Sinne beeinflußt werden, bestimmt man am besten erfahrungsmäßig, indem man sich an einigen hingezeichneten Kurven von der Länge derjenigen Strecken überzeugt, die die Krümmungskreise mit der Kurve praktisch gemein haben.

Variiert man für festes x_1, t_1 die Richtung x_1', so erhält man eine einfach unendliche Mannigfaltigkeit von Integralkurven. Variiert man dann auch noch etwa x_1 bei festgehaltenem t_1, so wird die Mannigfaltigkeit zweifach unendlich, entsprechend dem Satze, daß das allgemeine Integral einer Differentialgleichung zweiter Ordnung zwei willkürliche Konstanten enthält. Es läßt sich beweisen, daß die Variierung von t_1, die augenscheinlich möglich ist, keine weiteren Integralkurven liefern kann.

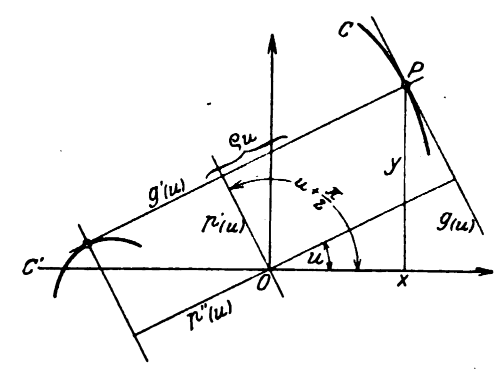


Fig. 2. Zur Definition der Stützkurve nach E. Meißner.

Das Verfahren mit dem Krümmungskreis hat Prof. E. Meißner[1]) in Zürich durch eine zweckmäßige Deutung der Variabeln der vorgelegten Differentialgleichung abgeändert. Er deutet die Punktkoordinaten x, t als Linienkoordinaten p, u einer Geraden:

$$g(u) = x\cos u + y\sin u - p = 0 \qquad (6)$$

wo die laufende Koordinate x mit der Variabeln x der vorgelegten Differentialgleichung

$$F(x'', x', x, t) = 0 \qquad (7)$$

natürlich nichts zu tun hat.

Ist p als Funktion von u erklärt

$$p = p(u), \qquad (8)$$

so liefert (6) durch Variierung von u ein Geradenbüschel, dessen einhüllende Kurve C Meißner die Stützkurve der Funktion $p(u)$ nennt.

Nach den Regeln der Differentialgeometrie bestimmt sich die Gleichung der Stützkurve durch Elimination von u aus (6) und

$$\frac{d\,g(u)}{du} = -x\sin u + y\cos u - p'(u) = 0. \qquad (9)$$

Ansatz (9) ist die Gleichung einer Geraden, die auf $g(u)$ senkrecht steht und auf ihr den Berührungspunkt P mit der Stützkurve bestimmt; sie ist also Normale zu C. Sämtliche Normalen zu C sind aber die Tangenten an die Evolute C' von C, deren Normalen die Gleichung

$$g''(u) = -x\cos u - y\sin u - p''(u) = 0 \qquad (1)$$

haben. Aus der Fig. 2 ergibt sich nun unmittelbar der Krümmungsradius von C

$$\varrho_u = p(u) + p''(u). \qquad (11)$$

[1]) Zur leichteren Ausführung der Zeichnung kann man einfache Lineale aus Zelluloid benutzen, worüber nachzusehen ist: R. Rothe, Zur graphischen Integration der Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Zeitschr. f. Math. und Phys., 1916, S. 90.

[1]) Über graphische Integration von totalen Differentialgleichungen. Schweiz. Bauzeitung 62 (1913) Nr. 15 u. 16.

Auf dieser geometrischen Überlegung beruht die Meißnersche graphische Methode. Er schreibt die vorgelegte Differentialgleichung:

$$F\,[p''(u),\ p'(u),\ p(u),\ u] = 0 \tag{12}$$

und deutet die Integration als Aufsuchen der Stützkurve C der gesuchten Funktion $p = p(u)$ Hierzu schreibt man zunächst wieder

$$p''(u) = \varphi(p', p, u) \tag{13}$$

und geht von den Anfangsbedingungen

$$u = u_1,\ p = p_1,\ p' = p_1'$$

aus.

Diese bestimmen die Gerade g_1 und ihre Normale g_1'. Auf der letzteren bestimmt sich der Krümmungsmittelpunkt K_{12} der Evolute von C durch

$$\varrho_1 = p_1 + p_1'' = K_{12}\,Q_1 \tag{14}$$

wo nach (13) erklärt ist:

$$p_1'' = \varphi(p_1', p_1, u_1) \quad \text{(Fig. 3)} \tag{15}$$

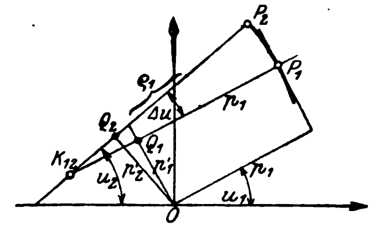


Fig. 3. Integrationsverfahren nach E. Meißner.

Unter Annahme eines kleinen Zuwachses Δu für u_1 erhält man auf dem Umfang des Krümmungskreises den Punkt P_2, damit $u_2 = u_1 + \Delta u$, und durch das Lot von O auf $K_{12}\,P_2$ die Ableitung $p_2' = O\,Q_2$ und $p_2 = Q_2\,P_2$. Demnach läßt sich für P_2 bestimmen

$$p_2'' = \varphi(p_2', p_2, u_2) \tag{16}$$

und

$$\varrho_2 = p_2 + p_2'' = K_{23}\,Q_2. \tag{17}$$

Vom Krümmungsmittelpunkt K_{23} beschreibt man wieder ein kleines Kurvenstück

$$P_2\,P_3 = \varrho_2\,\Delta u$$

und kann auf diese Weise die Konstruktion fortsetzen, bis man ein genügend langes Stück der Integralkurve gewonnen hat.

Die Stützkurvendiagramme mit ihren Evoluten haben ein von den üblichen Kurvendarstellungen erheblich abweichendes Aussehen und machen oft die Umwandlung in rechtwinklige Koordinatendarstellung $p = x$, $u = t$ notwendig.

In der Fig. 4 ist das Stützkurvenbild einer gewöhnlichen gedämpften Schwingung gezeichnet; die Eigenschaft konstanter Schwingungsdauer kommt dadurch zum Ausdruck, daß die Bögen der Evolute eine vom Anfangspunkt ausgehende gemeinsame Tangente haben. Im übrigen stellt Fig. 5 das gewöhnliche Zeitwegdiagramm der Schwingung dar, dessen Maximalamplituden als die vom Anfangspunkt ausgehenden Normalen der Stützkurve gewonnen werden.

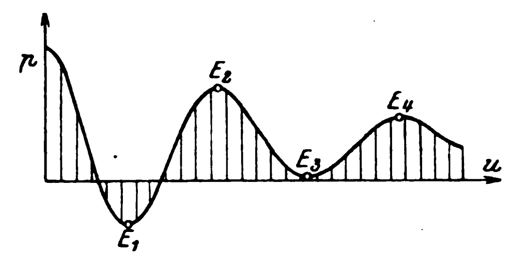


Fig. 5. Zeitwegschaubild zu Fig. 4.

II. Das Verfahren mit der Seilkurve[1]) beruht darauf, daß die Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = f(t) \tag{18}$$

graphisch integriert werden kann, wenn man $f(t)$ als Belastungsfläche auffaßt, zu der das Seilpolygon nach Fig. 6 zu konstruieren ist. Dieses Seilpolygon ist unmittelbar eine Integralkurve

$$x = C_1 + C_2 t + \int dt \int f(t)\,dt. \tag{19}$$

Zur Anwendung auf die vorgegebene Differentialgleichung (3)

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = \varphi\left(\frac{dx}{dt}, x, t\right). \tag{20}$$

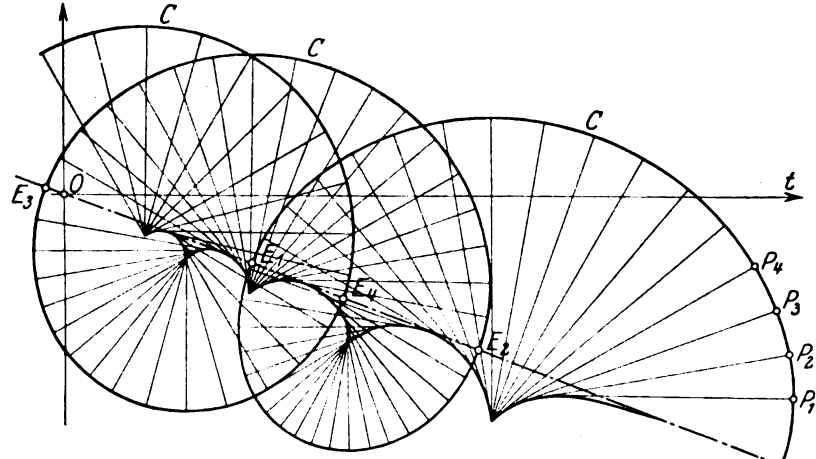


Fig. 4. Stützkurvenschaubild nach E. Meißner.

[1]) Der Satz, daß die Gewinnung der Seilkurve auf graphischem Wege mit einer zweifachen Integration der die Belastungsfläche darstellenden Funktion gleichwertig ist, stammt von O. Mohr. Vgl. auch W. Hort, Differentialgleichungen des Ingenieurs, 1914, S. 87 f.

betrachten wir die rechte Seite als Belastungsfläche über der Abszisse t.

Diese Belastungsfläche ist zwar nicht, wie beim Ansatz (18) von vornherein gegeben, sondern sie entsteht erst schrittweise bei der Durchführung der graphisch-rechnerischen Lösung.

Hierbei möge von einer speziellen Gestalt für $\varphi\left(\frac{dx}{dt}, x, t\right)$ ausgegangen werden, nämlich von

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \lambda x' + f(x) + \psi(t). \tag{21}$$

Durch die Anfangsbedingung

$$t = 0; \quad x = x_1, \quad \frac{dx}{dt} = x_1' \tag{22}$$

wird zunächst während des Zeitintervalles Δt die gesuchte Integralkurve angenähert als Gerade $x_1 \rightarrow \bar{x}_2$ nach Fig. 7 festgelegt.

mit ihrer Hilfe wird der Verlauf von x im Intervall Δt verbessert, indem man ein Kräftedreieck 0 1 2 zeichnet, dessen Strahl 0 1 parallel zu $x_1\,\bar{x}_2$ und dessen Kräftepfeil 1 2 gleich dem Trapezinhalt $\Delta t \frac{\varphi_1 + \bar{\varphi}_2}{2}$ gewählt wird. Zum Strahle 0 2

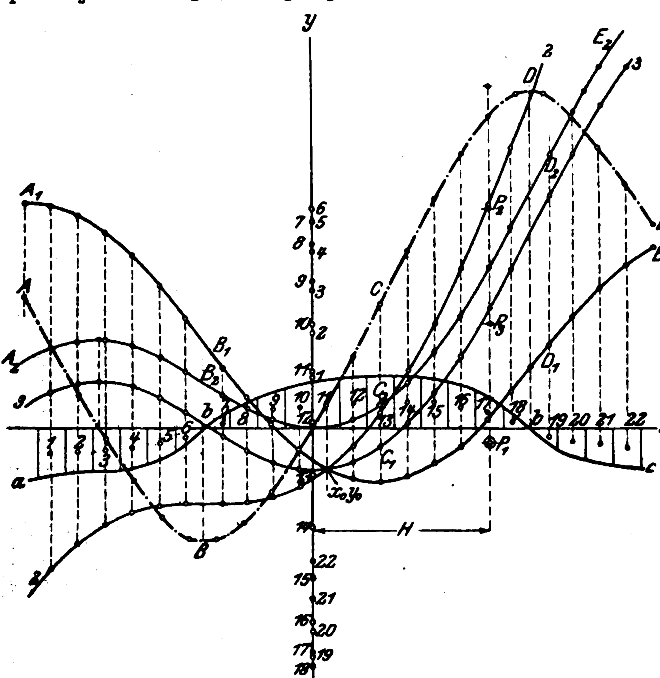


Fig. 6. Seilkurve als Integralkurve.

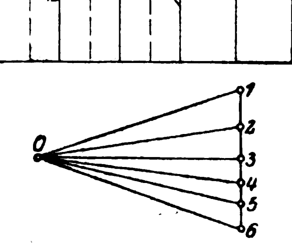


Fig. 7. Näherungsverfahren nach L. Gümbel.

Ferner bestimmt sich aus denselben Anfangsbedingungen mit

$$x_1'' = \lambda x_1' + f(x_1) + \psi(0) \tag{23}$$

der ebenfalls während Δt als geradlinig anzunehmende Verlauf des ersten Differentialquotienten: $\lambda x_1' \rightarrow \lambda \bar{x}_2'$.

Die Funktion $f(x)$ ist, da ja $x_1 \rightarrow \bar{x}_2$ bekannt sind, in ihrem Verlauf während Δt mit $f(x_1) \rightarrow f(\bar{x}_2)$ anzunehmen und da $\psi(t)$ unmittelbar graphisch oder rechnerisch in (21) erklärt sein muß, so ist die Funktion von $\varphi = \lambda x' + f(x) + \psi(t)$ im Intervall Δt mit $\varphi_1 \rightarrow \bar{\varphi}_2$ genähert gewonnen und

zieht man dann seine Parallele durch den Schnitt S_{12} der Schwerpunktsordinate des Trapezes mit $x_1\,\bar{x}_2$, die auf der Endordinate des ersten Zeitintervalles den verbesserten Wert x_2 abschneidet. Ebenso liefert die Richtung von 0 2 die verbesserte Tangente der gesuchten Integralkurve für den Anfang des zweiten Intervalles Δt.

Mit diesen verbesserten Werten für x_2 und x_2' verbessert man noch die Funktionen $\lambda x'$, $f(t)$ und φ für das nächste Intervall und fährt so fort, bis ein genügend ausgedehntes Stück der Integralkurve vorliegt.

Nach diesem Verfahren hat L. Gümbel[1]) eine Reihe wichtiger Schwingungsaufgaben behandelt, von denen die Lösung der Differentialgleichung

$$m\,l\,\frac{d^2\alpha}{dt^2}+k\,\frac{dx}{dt}+\mathrm{mg}\sin\alpha=0 \qquad (24)$$

mit der Anfangsbedingung

$$t=0,\qquad \alpha=\frac{\pi}{3},\qquad \frac{dx}{dt}=0$$

in Fig. 8 dargestellt sei.

Beide Verfahren, sowohl das von Meißner wie das von Gümbel sind praktisch recht gut verwendbar; das von Gümbel ist wohl auch etwas leichter verständlich. Die erzielbare Genauigkeit dürfte bei beiden dieselbe sein und sie hängt ab von der Größe der gewählten Intervalle.

Nach Runge[1]) findet sich folgende Vorschrift zur angenäherten Ermittlung des Zuwachses k, den ein angenommer Wert y_1 erfährt, wenn man dem zugehörigen Wert x_1 den Zuwachs h erteilt.

Zunächst berechne man:

$$k_1=f(x_1,\,y_1)\,h \qquad (28)$$

daraus:

$$k_2=f(x_1+h,\;y_1+k_1)\,h. \qquad (29)$$

Dann wird der gesuchte Zuwachs von y_1

$$k=\frac{k_1+k_2}{2}. \qquad (30)$$

Um zu prüfen, was dies bedeutet, so nehmen wir an, die Funktion f sei von y frei; dann schreibt sich

$$k=\frac{f(x_1)+f(x_1+h)}{2}\,h. \qquad (31)$$

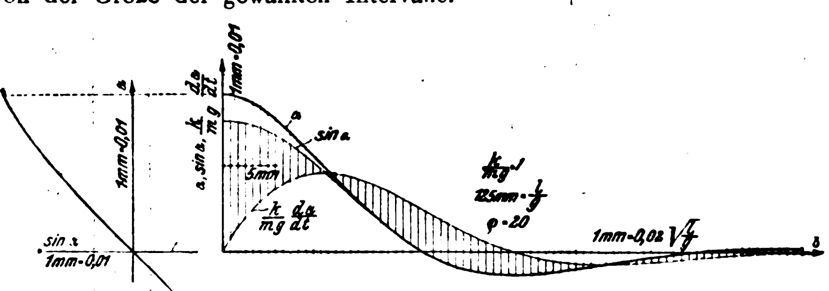


Fig. 8. Ausgeführtes Beispiel nach L. Gümbel.

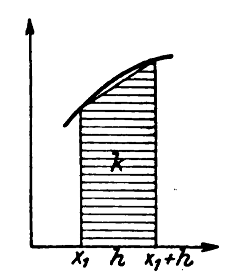


Fig. 9. Zur Sehnentrapeznäherung.

Im einzelnen erörtern beide Verfasser noch gewisse Korrektionen, die die Ergebnisse verbessern sollen und bezüglich deren auf die Originalarbeiten zu verweisen ist.

III. Die übrigen Verfahren beruhen zunächst auf der Ersetzung der Differentialgleichung zweiter Ordnung durch ein System von zwei simultanen Differentialgleichungen erster Ordnung.

Die Substitution:

$$\frac{dx}{dt}=\xi \qquad (25)$$

in dem Ansatz (20) liefert

$$\frac{d\xi}{dt}=\varphi(\xi,\,x,\,t) \qquad (26)$$

(25) und (26) sind aber ein simultanes System von Differentialgleichungen erster Ordnung für die Bestimmung der Veränderlichen x und ξ in Abhängigkeit von t.

Die rechnerische angenäherte Integration derartiger Systeme knüpft an an die einzelne Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\frac{dy}{dx}=f(x,\,y) \qquad (27)$$

[1]) Die graphische Lösung von Differentialgleichungen zweiter Ordnung in Anwendung auf die Schwingungslehre. Z. d. V. d. I. 1919, S. 771.

Dies ist aber der Inhalt des in Fig. 9 schraffierten Sehnentrapezes.

Der Ansatz (30) ist also nichts anderes als die in das zweivariablige Gebiet übertragene Annäherung eines Flächeninhaltes durch den einbeschriebenen Sehnenzug.

Hat man nach (30) den zu $x_2=x_1+h$ gehörigen Näherungswert $y_2=y_1+k$ gefunden, so berechnet man nach derselben Vorschrift so lange neue Wertpaare $x_3,\ y_3\ \ldots$ bis man ein genügend langes Stück der gesuchten Integralkurve besitzt.

Graphisch kann man zur Integration der Differentialgleichung

$$\frac{dy}{dx}=f(x,\,y) \qquad (32)$$

wie folgt vorgehen.

Diese Differentialgleichung bestimmt geometrisch in der x,y-Ebene ein Richtungsfeld, d. h sie erklärt für jeden Punkt der Ebene eine Richtung, die ein durch ihn gezogenes kleines Linienelement mit der x-Achse einschließen soll. (Fig. 10.) Eine Kurve

$$f(x,y)=C \qquad (33)$$

verbindet also alle diejenigen Punkte miteinander, in denen die eingezeichneten Linienelemente

[1]) Über die numerische Auflösung von Differentialgleichungen. Math. Ann., Bd. 46 (1895).

gleiche Richtung haben. Man nennt eine solche Kurve daher eine Isokline. (Fig. 10.)

Die gegebene Differentialgleichung (32) schreibt nun vor, in jedem Punkte der xy-Ebene in der in ihm durch die Funktion $f(x, y)$ gemäß (33) erklärten Richtung vorwärts zu schreiten. Durch diese Bewegung erhält man, von einem Punkte x_1, y_1 ausgehend, eine Integralkurve.

Zeichnet man nun ein Strahlbüschel, dessen einzelne Strahlen 1, 2, 3, ... zu den auf jeder Kurve C_1, C_2, C_3 .... erklärten Linienelementen parallel sind, so erhält man die Integralkurven als eine Art Seilpolygon, dessen Seilstrahlen zwischen den Isoklinen parallel den Bündelstrahlen unter Beachtung der Zuordnungsziffern 1, 2, 3 .... gezogen sind.

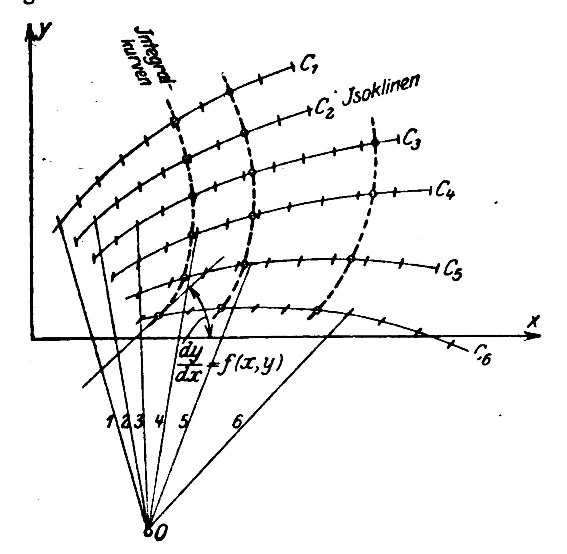


Fig. 10. Isoklinen und Integralkurven.

Konstruiert man demnach eine ganze Schar von Isoklinen, so kann man auch eine ganze Schar von Integralkurven leicht finden.

Die Übertragung der entwickelten Verfahren auf das simultane System (25) und (26) gestaltet sich in dem rechnerisch durchgeführten Falle wie folgt.

Auf Grund der Anfangsbedingungen

$$t = t_1, \quad x = x_1, \quad \xi = \frac{dx}{dt} = \xi_1$$

bestimmt man für den Zeitzuwachs Δt

$$k_{1x} = \xi_1 \Delta t, \quad k_{1\xi} = \varphi(\xi_1, x_1, t_1) \Delta t \tag{34}$$

sowie

$$\left.\begin{aligned} k_{2x} &= (\xi_1 + k_{1\xi}) \Delta t; \\ k_{2\xi} &= \varphi(\xi_1 + k_{1\xi}, \quad x_1 + k_{1x}, \quad t_1 + \Delta t) \Delta t \end{aligned}\right\} \tag{35}$$

und schließlich

$$k_x = \frac{k_{1x} + k_{2x}}{2}, \qquad k_\xi = \frac{k_{1\xi} + k_{2\xi}}{2}. \tag{36}$$

Mit den erhaltenen Zuwüchsen bestimmen sich die Anfangsbedingungen für einen weiteren Integrationsschritt:

$$\left.\begin{aligned} t = t_2 = t_1 + \Delta t, \quad x = x_2 = x_1 + k_x, \\ \xi = \xi_2 = \xi_1 + k_\xi. \end{aligned}\right\} \tag{37}$$

Die graphische Methode der Isoklinen und ihrer Trajektorien läßt sich zwar ebenfalls auf das zweivariabele Gebiet übertragen, führt aber vielfach zu umständlichen Konstruktionen. Es ist deshalb für jenes Gebiet eine zeichnerische Ausübung der durch die Ansätze (24) bis (31) gegebenen Näherung vorzuziehen. Diese gestaltet sich für die einzelne Differentialgleichung erster Ordnung nach folgender Vorschrift.

Man bestimme auf der y-Parallelen $x = x_1$ in dem Anfangspunkte P_1 (Fig. 11) der Konstruktion mit den Koordinaten $x = x_1$, $y = y_1$ die Tangentenrichtung τ_1 gemäß

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \tau_1 = f(x_1, y_1)$$

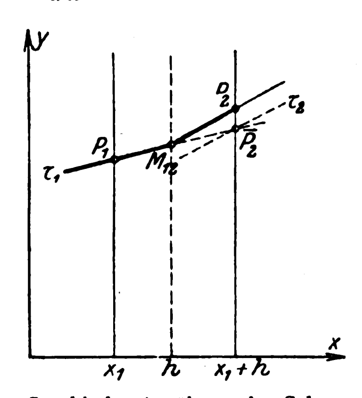


Fig. 11. Graphische Ausübung der Sehnennäherung.

Die Richtung τ_1 führt man bis zum Schnitt P_2 mit der y-Parallelen $x = x_1 + h$: der Schnitt von τ_1 mit der y-Parallele $x = x_1 + \frac{h}{2}$ sei M_{12}.

Darauf bestimme man in P_2 die Tangentenrichtung:

$$\tau_2 = \frac{dy}{dx} = f(x_1 + h, \; y_1 + fh$$

und ziehe zu ihr durch M_{12} eine Parallele, die auf der y-Parallelen $x = x_1 + h$ den Punkt P_2 bestimmt. Dann sind die Koordinaten von P_2:

$$x = x_2 = x_1 + h, \quad y = y_2 = y_1 + k$$

wo k sich aus (28) bis (30) erklärt.

Der Punkt P_2 ist der Ausgang für einen weiteren Schritt nach dem gleichen Verfahren.

Analog gestaltet sich die Ausübung der folgenden Vorschrift: die Tangentenrichtung in P_1 bestimmt sich wieder (Fig. 12) nach:

$$\operatorname{tg} \tau_1 = \frac{dy}{dx} = f(x_1, y_1)$$

und wird bis zum Schnitt M_{12} mit der y-Parallelen $x = x_1 + \frac{h}{2}$ geführt.

In M_{12} berechnet man die Tangentenrichtung

$$\operatorname{tg} \tau_{12} = f\left(x_1 + \frac{h}{2},\ y_1 + \frac{k_1}{2}\right)$$

zu der eine Parallele durch P_1 bis zum Schnitt P_2 mit der y-Parallelen $x = x_1 + h$ zu ziehen ist.

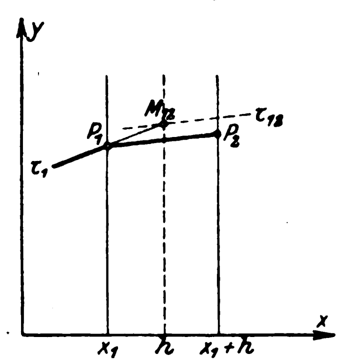


Fig. 12. Graphische Ausübung der Tangentennäherung.

P_2 wird dann Ausgangspunkt für die Fortsetzung des Verfahrens; es hat die Koordienten:

$$\left.\begin{aligned} x &= x_2 = x_1 + h, \\ y &= y_2 = y_1 + f\left(x_1 + \frac{h}{2},\ \ y_1 + \frac{k_1}{2}\right) h \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

wo k_1 durch (28) erklärt ist.

Kommt y in der Funktion f nicht vor, dann wird aus (38):

$$x = x_2 = x_1 + h,\quad y = y_2 = y_1 + f\left(x_1 + \frac{h}{2}\right) h. \quad (39)$$

Nach Fig. 13 ist aber $f\left(x_1 + \frac{h}{2}\right) h$ der Flächeninhalt des Tangententrapezes, d. h. nach Ansatz (38) oder (39) wird die Integralkurve durch den umschriebenen Tangentenzug angenähert.

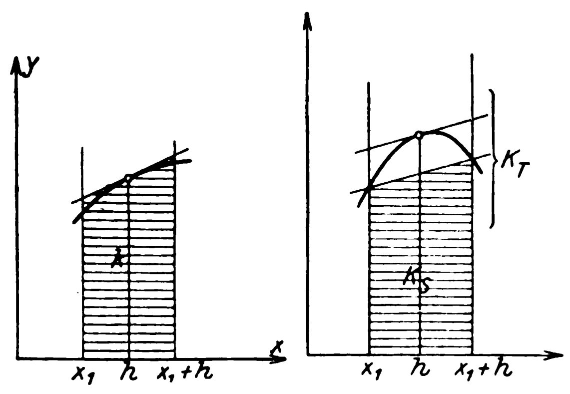


Fig. 13. Tangentennäherung. Fig. 14. Parabelnäherung.

Bezeichnen wir jetzt die Näherung (30), die wir als die Sehnentrapeznäherung erkannten, mit

$$k_S = \frac{k_1 + k_2}{2}$$

und die Tangententrapeznäherung (38) mit

$$k_T = f\left(x_1 + \frac{h}{2},\ \ y_1 + \frac{k_1}{2}\right) h$$

so liefert

$$k = k_S + \frac{2}{3}(k_S - k_S) \qquad (40)$$

eine neue Näherung, durch die das Integralkurvenstück im Intervall von $x = x_1$ bis $x = x_1 + h$ durch einen Parabelbogen (Fig. 14) angenähert wird, denn der Ansatz (40) spricht die bekannte Inhaltsbeziehung zwischen dem Parabelsegment und dem umschriebenen Sehnen-Tangenten-Parallelogramm aus (Simpsonsche Regel [Fig. 14]).

Auf unser System von simultanen Differentialgleichungen lassen sich nun die Verfahren nach Fig. 11 und Fig. 12 übertragen.

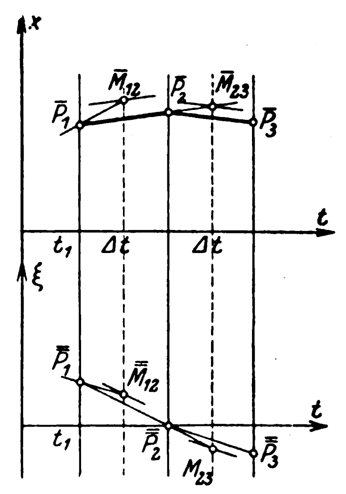


Fig. 15. Behandlung eines simultanen Systems nach der Tangentennäherung.

Man hat jetzt zwei Koordinatensysteme x, t und ξ, t anzunehmen (Fig. 15). In ihnen bestimmt man mit Hilfe der Anfangsbestimmungen die Punkte

$$\bar{P}_1 = t_1, x_1 \quad \text{bzw.} \quad \bar{\bar{P}}_1 = t_1, \xi_1$$

nebst den zugehörigen Richtungen

$$\operatorname{tg} \bar{\tau}_1 = \left(\frac{dx}{dt}\right)_1 = \xi_1; \quad \operatorname{tg} \bar{\bar{\tau}}_1 = \left(\frac{d\xi}{dt}\right)_1 = \varphi(\xi_1, x_1, t_1).$$

Diese Richtungen führt man bis zu den Schnitten $\bar{M}_{12}$ bzw. $\bar{\bar{M}}_{12}$ mit der t-Achsennormalen $t = t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, in welchen wiederum die Richtungen

$\bar{\tau}_{12}$ bzw. $\bar{\bar{\tau}}_{12}$ bestimmt werden. Zu diesen sind Parallele durch $\bar{P}_1$ bzw. $\bar{\bar{P}}_1$ zu ziehen, die nun die Punkte $\bar{P}_2$ bzw. $\bar{\bar{P}}_2$ auf der t-Achsennormalen $t = t_1 + \Delta t$ festlegen. Entsprechende Schritte führen zu weiteren Punkten $\bar{P}_3$ bzw. $\bar{\bar{P}}_3$ der genäherten Integralkurve, die als Tangentenzug zur wirklichen Kurve anzusprechen ist.

Der der Fig. 12 entsprechende Vorgang liefert auch für simultane Differentialgleichungen ein Sehnenverfahren, dessen Entwicklung nach dem Erörterten ganz einfach ist.

Alle besprochenen Näherungsmethoden liefern bei sorgfältiger, namentlich präziser zeichnerischer Durchführung oft sehr gute Resultate, wofür die Arbeit von L. Gümbel ein Beweis ist. Es darf aber nicht vergessen werden, daß mit der Angabe der verschiedenen Vorschriften über die Konvergenz der Näherungsprozesse nichts ausgesagt ist. Wenn also begründete Zweifel entstehen, ob die Näherung im Laufe ihrer Durchführung nicht sich immer mehr von der wirklichen Kurve entfernt, so muß man zu gewissen Verfahren fortschreitender Kurvenverbesserung greifen, welche gestatten, aus einem angenähert vorliegenden Kurvenstück, welches nicht einmal besonders gut angenähert zu sein braucht, mit Hilfe der vorgelegten Differentialgleichungen das gesuchte Kurvenstück mit beliebiger Schärfe zu ermitteln. Bezüglich dieser Mittel sei auf die Literatur verwiesen.[1])

[1]) R. Rothe, Zur graphischen Integration von Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Zeitschr. f. Math. d. Physik 1916, S. 90. Das hier mitgeteilte Verfahren eignet sich besonders für die Korrektur der oben auseinandergesetzten Verfahren mit dem Krümmungskreis. Eine andere Methode hat C. Runge gegeben, die sich namentlich auf simultane Systeme, und demgemäß auf Differentialgleichungen beliebig hoher Ordnung anwenden läßt (Jahresber. d. Dtsch. Math. Ver. **16** (1907). 270—72).

Ebenso gehört hierher der Aufsatz von A. Schwaiger, Die graphische Integration von linearen Differentialgleichungen höherer Ordnung. Archiv f. Elektrotechnik, 4. Bd. (1916), S. 267.

Als empfehlenswerte Übersicht für das ganze Gebiet der Näherungsbehandlung der Differentialgleichungen kommt in Frage: Mehmcke, R., Leitfaden zum graphischen Rechnen. Leipzig, Teubner, 1917, wo zahlreiche weitere Literaturangaben zu finden sind, sowie der Bericht von C. Runge und Fr. A. Willers in der Enzykl. der Math. Wiss., Bd. II 3, Heft 2, (1915).

(Eingegangen am 14. Juni 1920.)

Über Edelgaslichtbogenlampen.

(Vorgetragen in der Sitzung am 12. März 1920.)

Von F. Skaupy.

Die Neonlampen der Studien-Gesellschaft für elektrische Leuchtröhren m. b. H., die ersten elektrischen Gaslampen für die üblichen Gleichstromnetzspannungen von 110 und 220 Volt, sind im Prinzip bereits in den Jahren 1911 bis 1914 bei der Auergesellschaft ausgearbeitet worden. Der Krieg hat ihre Einführung fast völlig verhindert, doch wurden bereits im Jahre 1916 Lampen dieser Art für medizinische Zwecke auf den Markt gebracht[1]), denen gegenüber das später noch vorzuführende Modell der medizinischen Lampe in ihrer jetzigen Ausführung allerdings nicht unwesentlich verändert und verbessert ist.

Die Lampe besteht aus einem mit verdünntem Neongas gefüllten Leuchtrohr aus Glas und 2 oder mehreren Elektroden, welche die Einführung des elektrischen Stromes in das bei Stromdurchgang leitende und leuchtende Neongas vermitteln. Die unten abgebildeten Lampen sind mit nur 2 Elektroden, einer Kathode und einer Anode ausgerüstet, und zum Betrieb mit Gleichstrom von 220 Volt Spannung bestimmt. Die Kathode, welche die Basis der Lichtbogenentladung bildet, besteht aus einer Legierung von Alkalimetallen und anderen Metallen. Die hohe Reaktionsfähigkeit der ersteren ist an den jetzt in den Handel gebrachten Lampen durch Zusätze so weit herabgesetzt, daß selbst bei Zutritt von Wasser explosive Erscheinungen oder Feuersgfahr ausgeschlossen sind. Die Legierung ist starr und wird auch beim Betriebe der Lampe im allgemeinen nicht flüssig.

Über die Schaltung und Zündung der Lampe ist folgendes zu sagen. Die Lichtbogenlampe bedarf eines Vorschaltwiderstandes, der die Stromstärke der Lampe bestimmt, die bei den vorgeführten Lampen 1 Ampere beträgt. Um sie zünden zu können, ist der eigentlichen Lampe ein Vakuumunterbrecher parallel geschaltet. Mit Hilfe einer kleinen Drosselspule in einem der Lampe und dem Unterbrecher gemeinsamen Teil des Stromkreises wird bei automatischer Betätigung des Unterbrechers (durch eine Magnetspule) ein Induktionsstoß erzeugt, welcher sich über die Lampe entlädt und sie zum Brennen bringt.

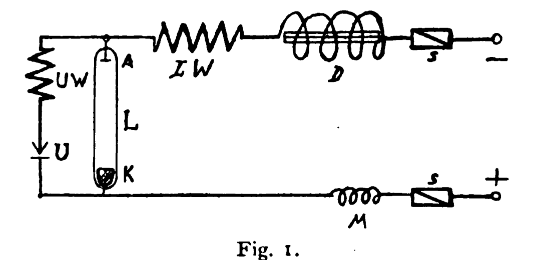


Fig. 1.

In dem Schaltungsschema (Fig. 1) bedeuten L die Lampe mit Anode A und Kathode K; D die Drosselspule, LW der Vorschaltwiderstand der Neonlampe, bei uns meistens aus einer Glühlampe

[1]) Siehe F. Skaupy, Berliner Klinische Wochenschrift 1916, Heft 12.

bestehend, ebenso wie der Vorschaltwiderstand des Unterbrechers *UW*. *M* ist die Magnetspule, die den Unterbrecher automatisch betätigt, *U* der Unterbrecher selbst, welcher auswechselbar ist.

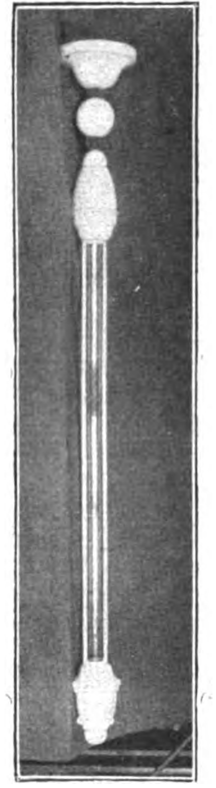



Fig. 2. Hängende Lampe.

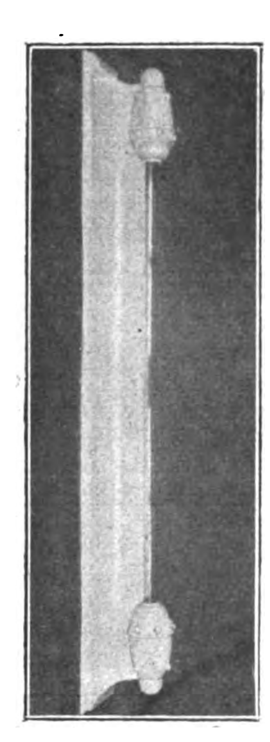


Fig. 3. Wandlampe.

Von den besonderen Ausführungsformen der Lampe dienen die beiden in weißlackierte Holzarmaturen eingebauten Lampen (Fig. 2 und 3, Maß-

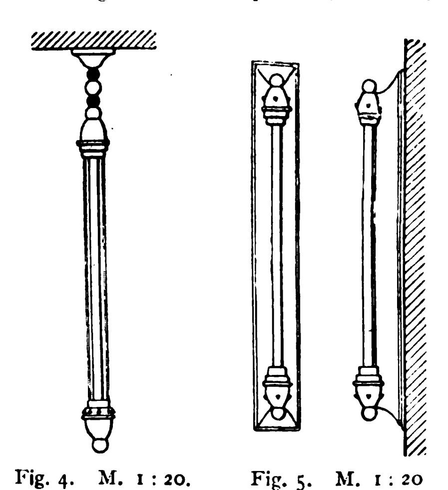


Fig. 4. M. 1 : 20. Fig. 5. M. 1 : 20

skizzen dazu Fig. 4 und 5) für Effektbeleuchtung. Die Entwürfe zu den Armaturen stammen von dem Architekten Walter Kostka. Die Armatur enthält nur die eigentliche Lampe, während alle Zubehörteile, wie sie eben in der Beschreibung der Schaltung genannt wurden, in einer besonderen Armatur vereinigt sind, die unter Umständen ziemlich weit von der eigentlichen Lampe, an Stellen,

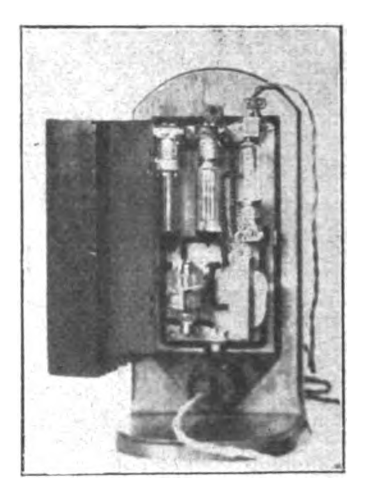


Fig. 6.

wo sie das Auge nicht stört, angebracht sein kann. Diese Hilfseinrichtung wird in zwei Ausführungsformen hergestellt. Die eine (Fig. 6) kann an der Wand oder auf einem Stativ angebracht sein. Ein aufklappbarer Deckel gestattet leicht, die Apparatur zu kontrollieren und etwa schadhaft gewordene

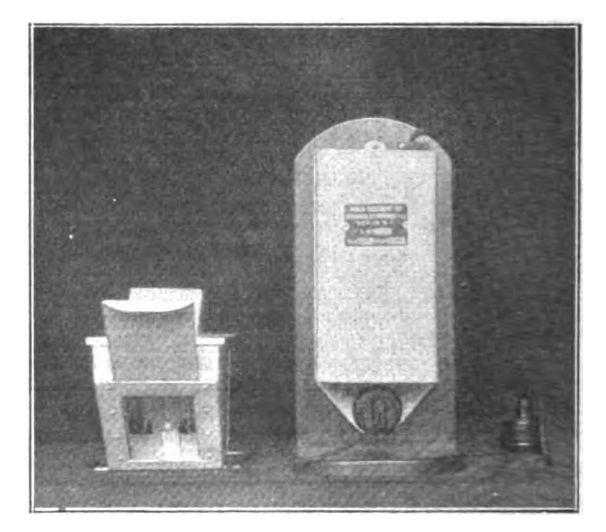


Fig. 7.

Bestandteile auszuwechseln. Natürlich könnte man auch die Lampe mit der Hilfseinrichtung in einer einzigen Armatur vereinigen; dies ist jedoch bei den für Effektbeleuchtung bestimmten Modellen weniger zweckmäßig, weil leicht die künstlerische Ausgestaltung darunter leidet.

Die für medizinische Bestrahlungszwecke bestimmte Form der Neonlampe mit Hilfseinrichtung ist in Fig. 7 wiedergegeben. Das Leuchtrohr ist schlangenartig gekrümmt und so auf einen kleinen Raum zusammengedrängt, wodurch eine verhältnismäßig hohe Flächenhelligkeit erzielt werden soll. Die Lampe ist in einem weißlackierten Metall- oder Holzgehäuse untergebracht. Die Hilfseinrichtung ist dieselbe wie schon beschrieben; eine andere Ausführungsform, welche bequem auf den Tisch gestellt werden kann, ist in Vorbereitung.

Die Verwendungsmöglichkeit solcher Lampen ist eine ziemlich vielseitige. Da ihre Ökonomie ebensogut ist wie die der sogenannten Halbwattlampen, nämlich ca. $^1/_2$ Watt pro Kerze, werden sie mit diesen in allen Fällen in Wettbewerb treten können, wo die besondere Eigenart des Lichtes, seine feuerrote Farbe und die lineare Ausdehnung des Leuchtkörpers von besonderem Vorteil ist, in erster Linie jedoch auf dem Gebiete der Effektbeleuchtung. Für diesen Zweck können die Lampen entweder für sich allein, oder zusammen mit anderen Lichtquellen, insbesondere Glühlampen, Verwendung finden. In Räumen, die mit Glühlampen beleuchtet sind, genügt schon die gleichzeitige Verwendung einer oder weniger solcher Neonlampen, um der Beleuchtung des Raumes einen sehr warmen Farbenton zu erteilen.

Bemerkenswert ist, daß sich das Neonlicht selbst in grellem Sonnenlicht deutlich von seinem Hintergrunde abhebt und daher auch bei Tage für Lichtreklame oder für Signalzwecke verwendbar ist.

Für die medizinische Anwendung des Lichtes ist vor allem die Tatsache wichtig, daß die rote Strahlung die einzige ist, die tiefer in den menschlichen Körper einzudringen vermag, da bekanntlich die roten Blutkörperchen jedes andere Licht absorbieren; in allen Fällen, wo eine sogenannte Rotlichtbehandlung in Frage kommt, dürfte die Lampe gute Dienste leisten.

Es gibt Fälle, wo eine besonders markante, von anderen Lichtquellen leicht zu unterscheidende Beleuchtung gewünscht wird, z. B. bei der Kenntlichmachung von Flugplätzen. Für diesen Zweck ist das Neonlicht geradezu das gegebene, da es infolge seiner spektralen Zusammensetzung nicht leicht mit anderen Lichtquellen verwechselt werden kann und überdies rotes Licht bekanntlich den Nebel besser durchdringt als Licht anderer Farbe. Dasselbe gilt auch allgemein bei der Verwendung für Signalzwecke. Allerdings bereitet der Umstand, daß man das Licht nicht in genügend konzentrierter Form herstellen kann, auf diesem Gebiet beträchtliche Schwierigkeiten, weil bei Scheinwerfern weniger die Gesamthelligkeit und die Ökonomie der Lichtquelle, als vielmehr die spezifische Flächenhelligkeit wichtig ist.

Einen besonderen Vorzug jedoch besitzt das Licht der Neonlampe wie überhaupt aller elektrischer Gas- und Dampflampen gegenüber anderen Lichtquellen, nämlich die Eigenschaft des sofortigen Zündens und Erlöschens ohne jedes Nachglühen. Versuche in dieser Richtung wurden zuerst von Dipl.-Ing. Dr. Bujes bei der Auergesellschaft vorgeschlagen. Im Kriege wurden zusammen mit der Marinebehörde Versuche dieser Art für Signalzwecke begonnen, die leider bei Kriegsende unterbrochen werden mußten. Es macht keine Schwierigkeiten, die Lampe in der Minute 400 mal trägheitslos zu zünden und zu löschen.

(Eingegangen am 9. April 1920.)

Originalmitteilungen.

Zwei Apparate zum Prüfen von Brennweiten.

(Mitteilung aus der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G.)

Von Ch. v. Hofe.

Der beste Apparat zum Messen von Brennweiten dürfte wohl das Fokometer von Abbe sein. Der durchschnittliche Meßfehler bei mehreren Einstellungen beträgt etwa 1 $^0/_{00}$. Es können mit dem Instrument in der üblichen Ausführung alle Brennweiten gemessen werden, die größer als 80 mm sind. Die Bestimmung der Brennweite erfolgt durch Vergleichen zweier Bildgrößen bei verschiedenen Abständen von der Linse, ist also unabhängig von der Schnittweite, bzw. von der Lage der Hauptpunkte. Die Einstellungen sind ziemlich zeitraubend und besonders für das nähere Objekt (Strichplatte) recht mühsam. Das Resultat muß jedesmal berechnet werden.

In zwei Fällen genügt dieses Instrument nicht den Anforderungen der Praxis, nämlich

1. wenn es sich um schnelle Messungen von Brennweiten handelt, die kleiner als 80 mm sind, d. h. in der Regel, wenn Okularbrennweiten bestimmt werden sollen, und
2. wenn eine größere Genauigkeit als 1 $^0/_{00}$ verlangt wird.

Die absoluten Werte der Brennweiten werden selten genauer verlangt als auf 1 $^0/_{00}$. Dagegen kann es vorkommen, daß Brennweitenunterschiede mit größerer Genauigkeit bekannt sein müssen; z. B. würde dies der Fall sein bei stereophotogrammetrischen Apparaten.

Diesen beiden Anforderungen sollen die im folgenden beschriebenen Apparate dienen.

I. Das Okular-Fokometer.

Die Brennweite von Okularen braucht in der Regel nicht sehr genau bekannt zu sein, da es auch auf die Vergrößerung der Instrumente nicht so sehr ankommt. Z. B. wird bei den meisten militärischen Instrumenten eine Toleranz von 5 % zugelassen. Immerhin darf trotzdem die Brennweite eines Okulares nicht gar zu sehr von dem vorgeschriebenen Wert abweichen, da eine indirekte Folge dieses Fehlers, wenn er auf mangelhafte Ausführung zurückzuführen ist, eine unzulässige Bildverschlechterung sein kann. Aus diesem Grunde ist es wünschenswert, die Brennweite von Okularen vor ihrem definitiven Einbau in die betreffenden optischen Instrumente möglichst schnell mit einer Genauigkeit von etwa 1 bis 2 % messen zu können.

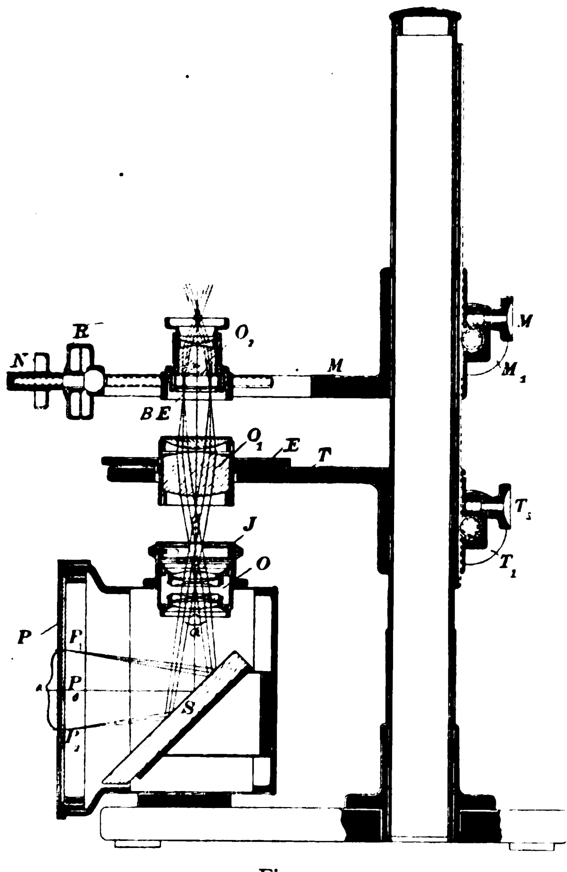


Fig. 1.

Das Prinzip der Messung beruht darauf, daß eine in unendlich großer Entfernung unter bekanntem Winkelwert abgebildete Strichplatte in der Brennebene des Okulars in einer Größe abgebildet wird, die proportional der Brennweite des Okulars ist.

Die schematische Anordnung des Instrumentes ist in den Figuren 1 und 2 dargestellt, und Fig. 3 zeigt eine photographische Wiedergabe des fertigen Instrumentes. Auf der Glasplatte P befinden sich zwei Striche P_1 und P_2. Die von diesen ausgehenden Lichtstrahlen werden von dem Spiegel S in das photographische Objektiv O reflektiert. Da sich die Striche $P_1\,P_2$ in der Brennebene des photographischen Objektivs befinden, so verlassen die in den beiden Lichtbündeln verlaufenden Strahlen unter sich parallel das Objektiv, während die beiden Strahlenbündel bzw. ihre Hauptstrahlen einen Winkel α miteinander einschließen. Über dem photographischen Objektiv ist eine Irisblende J angebracht. Auf dem mit Hilfe der Triebknöpfe $T_1\,T_2$ an der Säule des Instrumentes verstellbaren Tischchen T muß das zu messende Okular O_1 mit Hilfe der Exzenterklemme E zentrisch über dem Objektiv befestigt werden. Das Meßtischchen M kann an derselben Säule mit Hilfe der Triebe M_1 und M_2 ebenfalls in der Höhenrichtung beliebig eingestellt werden. Die Klemmschrauben T_3 und M_3 dienen zum Festklemmen der betreffenden Tischchen in der gewählten Lage. An dem Tischchen M ist das Beobachtungsokular O_2 in einem Schlitten V befestigt und mit Hilfe der Mikrometerschraube U zum Verschieben eingerichtet. Die Stellung dieses Okulars kann an der Skala W in ganzen Millimetern und an der Skalentrommel R direkt in Hundertstel Millimetern abgelesen werden. Tausendstel Millimeter können also noch geschätzt werden. Der Triebknopf N dient zur Bewegung der Schraubenspindel U bzw. zur Verstellung des Okulars O_2 in seitlicher Richtung.

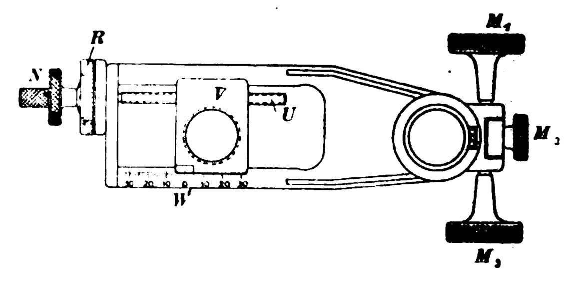


Fig. 2.

Die von dem zu messenden Okular O_1 gelieferten Bilder der beiden Striche P_1 und P_2 befinden sich in der Bildebene dieses Okulars BE, in der eine Skalenplatte angebracht ist, die in der Fig. 4 dargestellt ist. Auf den Doppelstrich P_0' dieser Skala wird das Bild des Mittelstriches P_0 durch Verschieben des Okulars O_2 eingestellt, d. h. dieses wird zu den aus dem Okular O_1 austretenden Strahlenbüscheln zentriert. Die Bilder der beiden Striche P_1, P_2 erscheinen dann links und rechts

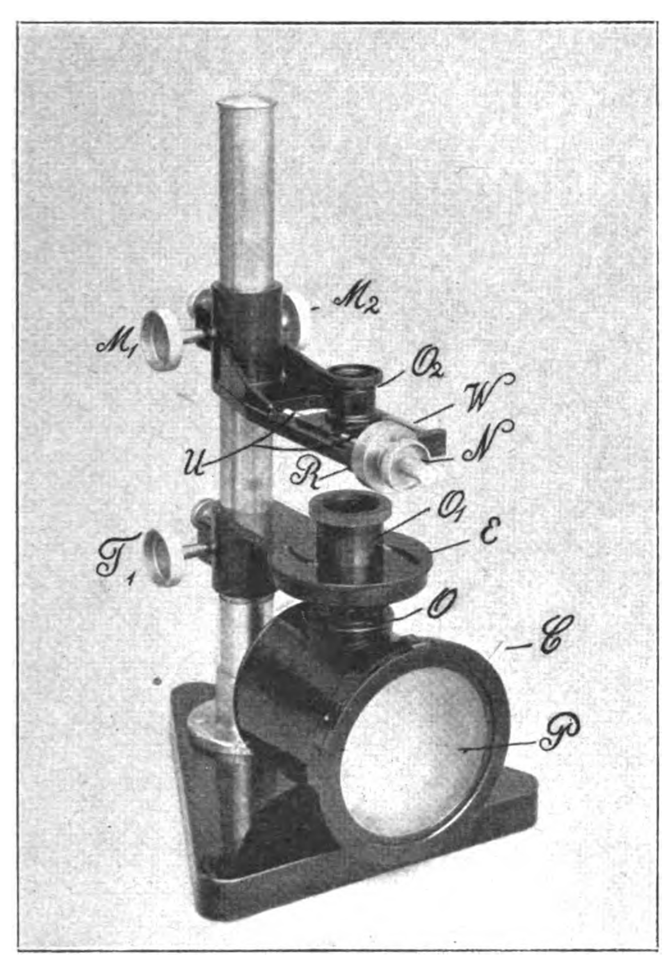


Fig. 3.

neben dem Mittelstrich an irgendeiner Stelle zwischen den bezifferten Skalenstrichen. An diesen Stellen kann man direkt die Brennweite des zu messenden Okulars ablesen.

Eine solche Messung ist also sehr schnell vorzunehmen. Das Okular braucht nur auf dem Tisch T mit Hilfe der Exzenterklemme E befestigt und die Brennweite abgelesen zu werden.

Bezeichnet man den Abstand der beiden Striche P_1 und P_2 mit a und den Winkel, unter dem die von diesen Strichen ausgehenden Strahlenbüschel in das photographische Objektiv O eintreten bzw. austreten, mit α, so ist leicht ersichtlich, daß folgende Formel gilt:

$$\frac{a}{2} = f \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2},$$

wenn f die Brennweite des genannten photographischen Objektivs ist.

Für die Bestimmung der Okularbrennweite f_1 wird man den Strahlengang und das Gesichtsfeld möglichst so wählen, wie sie bei dem Gebrauch des Okulars bestehen. Aus der angegebenen Formel ergibt sich also der Abstand a der beiden Striche P_1 und P_2 bei der entsprechenden Wahl des Gesichtsfeldwinkels α.

Die zu bestimmende Okularbrennweite verhält sich nun zu der Brennweite des photographischen Objektivs, wie der in der Bildebene BE gemessene Abstand a' der Bilder der Striche P_1 und P_2 zu a. Man kann also in der Bildebene BE eine Skala anbringen, die gestattet, direkt die gemessenen Brennweiten abzulesen. Sie wird berechnet nach der Formel

$$\frac{a'}{2} = \frac{f_1}{f} \cdot \frac{a}{2},$$

worin f_1 die zu messende Okularbrennweite ist. Für diese werden die runden Werte, die beim Gebrauch vorkommen, in die Formel eingesetzt, also beispielsweise von 10 bis 50 mm.

Wie bereits erwähnt, ist es am günstigsten für die Messung, den Strahlengang im Okular möglichst so zu regeln, wie er beim Gebrauch in dem fertigen Instrument verläuft, für welches das Okular bestimmti st. Zu diesem Zweck wird das zu messende Okular O_1 mit Hilfe der Triebknöpfe T_1, T_2 so eingestellt, daß seine Austrittspupille, wie sie in dem betreffenden Instrument liegt, in die Ebene der Irisblende J fällt, und die Irisblende wird so eingestellt, daß ihre Öffnung gleich dem Durchmesser der Austrittspupille des betreffenden Fernrohrs ist. Alsdann verlaufen die Lichtstrahlen genau auf demselben Wege durch das Okular, wie im normalen Gebrauch, nur in umgekehrter Richtung.

Die hier geschilderte Art der Messung hat den Vorzug großer Einfachheit und Schnelligkeit. Die Meßresultate können bequem auf zehntel Millimeter, bei einiger Übung auch auf zwanzigstel Millimeter abgelesen werden. Wird für besondere Zwecke ein genaueres Resultat gewünscht, so läßt sich das mit diesem Instrument auch erzielen, und zwar in der Weise, daß man nicht das Meßokular O_2 feststehen läßt und an der Gesichtsfeldskala abliest, sondern daß man den doppelten Mittelstrich P_0' der Gesichtsfeldskala (vgl. Fig. 4) durch Verschieben des Okulars O_2 mit Hilfe des Triebknopfes N auf die Bilder der Striche P_1, P_2 einstellt und die Einstellwerte an der Skala W und der Strahlentrommel R abliest. Auf diese Weise wird die Einstellgenauigkeit erhöht, da man immer in der Mitte des Meßokulars O_2 beobachtet, und ebenfalls die Ablesegenauigkeit, besonders wenn man aus einer Reihe von Einstellungen den Mittelwert nimmt. Die zu messende Okularbrennweite ist aus einer Tabelle zu entnehmen, die nach der

Berechnete und gemessene Brennweiten von vier Okulartypen und die entsprechenden Verzeichnungen für verschiedene Gesichtsfelder.

	Gesichtsfeld α =	0°	5°	10°	15°	20°	30°	40°
I	f ber. . . .	20,0	20,0	19,9	19,8	19,7	19,3	18,8
	Verz.	—	0,000	−0,005	−0,010	−0,015	−0,035	−0,060
	f gem. . . .	—	20,2	20,1	20,0	19,8	19,5	18,9
	Verz.	—	—	−0,005	−0,010	−0,020	−0,035	−0,064
II	f ber. . . .	20,0	20,0	20,0	19,9	19,8	19,6	19,4
	Verz.	—	0,000	0,000	−0,005	−0,010	−0,020	−0,030
	f gem. . . .	—	20,0	19,9	19,8	19,7	19,5	19,2
	Verz.	—	—	−0,005	−0,010	−0,015	−0,025	−0,040
III	f ber. . . .	20,0	20,0	19,9	19,9	19,8	19,5	19,3
	Verz.	—	0,000	−0,005	−0,005	−0,010	−0,025	−0,035
	f gem. . . .	—	20,1	19,9	19,9	19,8	19,6	19,2
	Verz.	—	—	−0,010	−0,010	−0,015	−0,025	−0,045
IV	f ber. . . .	20,0	20,0	19,9	19,9	19,8	19,5	19,1
	Verz.	—	0,000	−0,005	−0,005	−0,010	−0,025	−0,045
	f gem. . . .	—	20,2	20,0	20,0	19,8	19,5	19,2
	Verz.	—	—	−0,010	−0,010	−0,020	−0,035	−0,050

bereits angegebenen Formel aufgestellt wird, oder für jeden einzelnen Fall zu berechnen. Als Mittelwert aus einer Reihe von Messungen ist ohne Schwierigkeit ein Fehler von etwa 5 bis 10 ‰ zu erreichen, d. h. also von $\pm$ 0,1 bis 0,2 mm bei einer Brennweite von 20 mm.

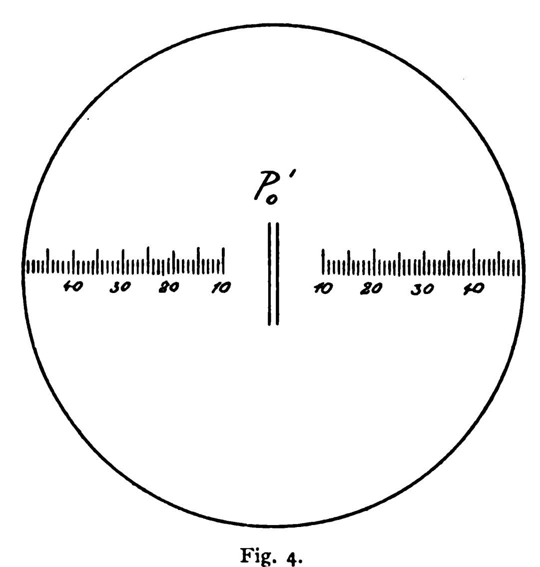


Fig. 4.

Da man mit Hilfe dieses Apparates die Brennweite des Okulars für ein bestimmtes Gesichtsfeld mißt, so läßt sich mit ihm noch ein anderes Ziel erreichen, nämlich die Messung der Verzeichnung des Okulars. Bringt man auf der Platte P verschiedene Strichpaare an, die verschiedenen Gesichtsfeldern entsprechen, so kann man für diese verschiedenen Gesichtsfelder die Brennweite eines Okulars bestimmen und diese mit dem rechnerischen Wert der Verzeichnung vergleichen.

In Fig. 5 sind auf der Platte P sechs Paare von Strichen angebracht, die den Gesichtsfeldern von 5°, 10°, 15°, 20°, 30° und 40° entsprechen. Mit Hilfe des Stiftes C (Fig. 3) kann die Platte P in ihrer Ebene so gedreht werden, daß nach Belieben eines dieser Strichpaare in der Bildebene BE gemessen werden kann. Natürlich muß man

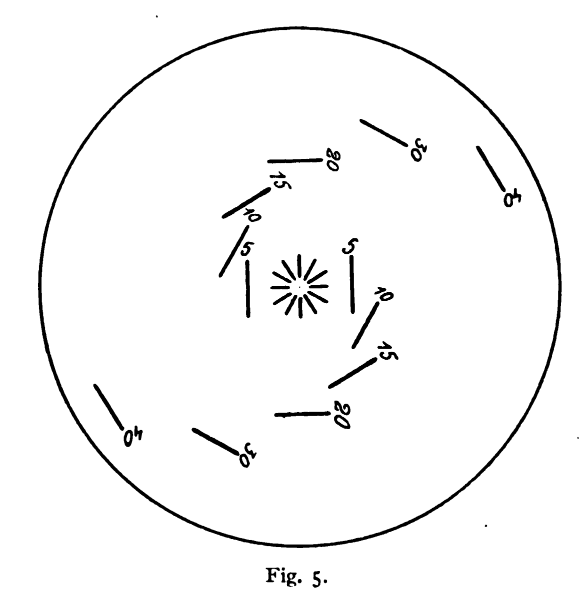


Fig. 5.

in diesem Fall nicht mit dem feststehenden Okular O_2 beobachten, sondern die Verschiebung mit Hilfe des Knopfes N anwenden. Die Verzeichnung ergibt sich dann nach der Formel:

$$V_x{}^0 = \frac{f_x{}^0 - f_5{}^0}{f_5{}^0}.$$

Die Verzeichnung für einen Gesichtsfeldwinkel von 5° wird fast immer praktisch gleich Null gesetzt werden können. In der Tabelle sind die gemessenen und die berechneten Brennweiten für vier verschiedene Okulartypen und die entsprechend

berechneten Verzeichnungen angegeben. Die Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Werten ist als eine recht gute zu bezeichnen. Die Verzeichnung für die berechneten Brennweiten ist auf das Gesichtsfeld von 0^0 (statt 5^0) bezogen. Natürlich ergeben sich für diese gegenüber den Werten für die gemessenen Brennweiten, solange die Unterschiede der Brennweiten klein sind, verhältnismäßig große Differenzen.

In der hier beschriebenen Form eignet sich das Instrument nur zum Messen von Linsen oder Linsenkombinationen, bei denen die der Brennweitenskala zugekehrte Bildebene zugänglich ist bzw. mit dieser Skala zusammenfallen kann. Bei Zerstreuungslinsen und bei Okularen nach dem Huyghenstyp. ist dieses nicht ohne weiteres möglich. Man kann sich dann in der Weise helfen, daß zwischen das zu messende Linsensystem und die Skalenplatte ein Projektionssystem mit der Vergrößerung 1 eingeschaltet wird, so daß dieses die Bildebene der zu messenden Linsenkombination in der Skalenebene abbildet. Die Einrichtung wird am besten so getroffen, daß das Projektionslinsensystem in einem Rohrstutzen gefaßt wird, der an die Fassung der Skalenplatte angeschraubt werden kann. Die richtige Länge dieses Rohrstutzens wird dadurch geprüft, daß man die Brennweite irgendeines Okulars mit zugänglicher Bildebene mit und ohne dieses Projektionslinsensystem mißt. Wenn die Vergrößerung wirklich 1 ist, so muß natürlich in beiden Fällen dasselbe Meßresultat herauskommen.

Damit immer eine Messung möglich ist, muß die doppelte Brennweite der beschriebenen Zusatzlinse größer sein als die einfache Brennweite der zu messenden längsten Zerstreuungslinse oder als der größte scheinbare Abstand der Bildebene von der Kollektivlinse des Huyghensokulars.

II. Objektiv-Komparator.

Dieses Instrument soll dazu dienen, Brennweitenunterschiede, nicht absolute Werte von Brennweiten, möglichst genau zu bestimmen. Das Meßprinzip beruht auf dem Gesetz, daß Objektive mit verschiedenen Brennweiten von demselben Objekt Bilder liefern, deren Größen den Brennweiten proportional sind.

In Fig. 6 ist der Apparat schematisch dargestellt, Fig. 7 zeigt eine photographische Wiedergabe von ihm. Auf einer Photometerschiene P sind zwei Reiterpaare R_1 und R_1' bzw. R_2 und R_2' verschiebbar angebracht. Jedes Reiterpaar trägt ein fernrohrartiges Instrument F_1 bzw. F_2 mit den Objektiven O_1, O_2 und den Okularen Q_1 und Q_2. In den Bildebenen BE_1 und BE_2 befindet sich je eine Markenplatte mit Strichen, deren Abstände auf beiden Markenplatten genau gleich groß sind. Sie können, wie in der Fig. 7 gezeichnet ist, mit Hilfe kleiner elektrischer Glühlampen beleuchtet werden. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Strichplatten besteht darin, daß auf der Markenplatte in BE_1 Doppelstriche, auf der Markenplatte in BE_2 einfache Striche angebracht sind. Mit Hilfe der Schrauben S_1 bzw. S_2 werden die Objektive O_1 bzw. O_2 in den Rohren festgeklemmt, vermittelst der Triebe T_1, T_2 die Bildebenen zusammen mit den Okularen verschoben, so daß sie in die Brennebenen der betreffenden Objekte fallen. Außerdem können noch die Okulare Q_1 und Q_2 in der üblichen Weise in ihren Gewindefassungen gedreht und scharf auf die zugehörigen Bildebenen eingestellt werden.

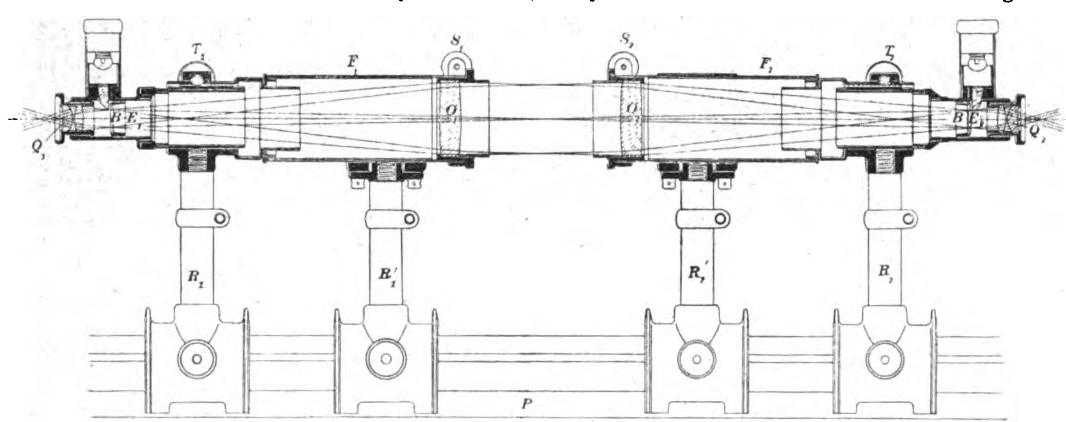


Fig. 6.

Wenn die beiden Objektive O_1 und O_2 genau gleiche Brennweiten haben und die Bildebenen BE_1 und BE_2 so eingestellt sind, daß sie genau in den Brennebenen der Objektive liegen, so herrscht der in Fig. 6 gezeichnete Strahlengang, d. h. die von jedem Strich in der Bildebene BE_1 ausgehenden Strahlen verlaufen zwischen den beiden Objektiven O_1 und O_2 unter sich parallel und bilden den betreffenden Strich in der Bildebene BE_2 wieder ab, so daß die Bilder dieser

Striche genau mit den in BE_2 angebrachten Strichen zusammenfallen. Man sieht also im Okular Q_2 das in der Fig. 8 dargestellte Bild. Die Doppelstriche sind die durch die beiden Objektive in der Bildebene BE_2 abgebildeten, die einfachen Striche sind die in der Bildebene BE_2 befindlichen Striche. Der Apparat ist symmetrisch gebaut, so daß man auch durch das Okular Q_1 beobachten kann.

Unterscheiden sich die Brennweiten der beiden Objektive um kleine Beträge voneinander, so fallen die einfachen Striche an den Enden nicht genau zwischen die Doppelstriche, da die durch beide Objektive abgebildeten Striche einen anderen Abstand voneinander haben, als die direkt gesehenen. Der Unterschied in den beiden Strichabständen wird gemessen mit Hilfe eines Okular-Mikrometers M, das sich im Okular Q_2 befindet, und zwar in der Weise, daß man zunächst den an der linken Seite in Fig. 8 befindlichen einfachen Strich genau zwischen die beiden Doppelstriche bringt und die Einstellung an der Mikrometertrommel abliest und sodann dieselbe Einstellung für die rechte Seite wiederholt. Die Mittelstriche haben nur den Zweck, die genaue Zentrierung der beiden Fernrohre F_1 und F_2 zu kontrollieren. Die Mikrometertrommel ist in hundertstel Millimeter geteilt, tausendstel können noch geschätzt werden. Für verschiedene Brennweiten sind verschiedene Rohrstücke F_1 bzw. F_2 vorrätig, die sich lichtdicht ineinanderschieben lassen.

Bezeichnet man den Strichabstand mit g und den gemessenen Unterschied in den beiden Strichabständen mit dg, so ergibt sich ohne weiteres aus der Fig. 9:

$$\frac{f}{g} = \frac{f + df}{g + dg} \quad \text{und} \quad df = f\frac{dg}{g}.$$

Wiederholte Versuche haben gezeigt, daß ein geübter Laborant mit Hilfe eines Okulars Q_2 mit 18 mm Brennweite bei einer Meßreihe von 10 Messungen die Größe dg auf 0,0004 mm genau einstellt; das würde einem durchschnittlichen Einstellfehler von 5 sec entsprechen. Bei einer Objektivbrennweite von 400 mm würde sich ein Fehler in der Brennweite von 0,024 mm bzw. von 0,06 $^0/_{00}$ ergeben.

In dem angeführten Beispiel hat g einen Wert von 7 mm. Dieser Strichabstand entspricht einem Winkelwert von ca. 1°. Für dieses Gesichtsfeld ist also die Objektivbrennweite bestimmt. In diesem Fall kann das Okular während der beiden Einstellungen (auf den linken und rechten Strich) unverändert an seinem Platz bleiben, was eine etwas schnellere Messung zur Folge hat. Will man die Genauigkeit noch weiter steigern, so kann man die Strecke g bzw. den Gesichtsfeldwinkel entsprechend vergrößern und das Okular dann verschiebbar einrichten, so daß jede Einstellung in der Okularachse vorgenommen wird. Da die Einstellgenauigkeit bzw. die Strecke dg die gleiche bleibt, wenn die Strecke g vergrößert wird, so ist

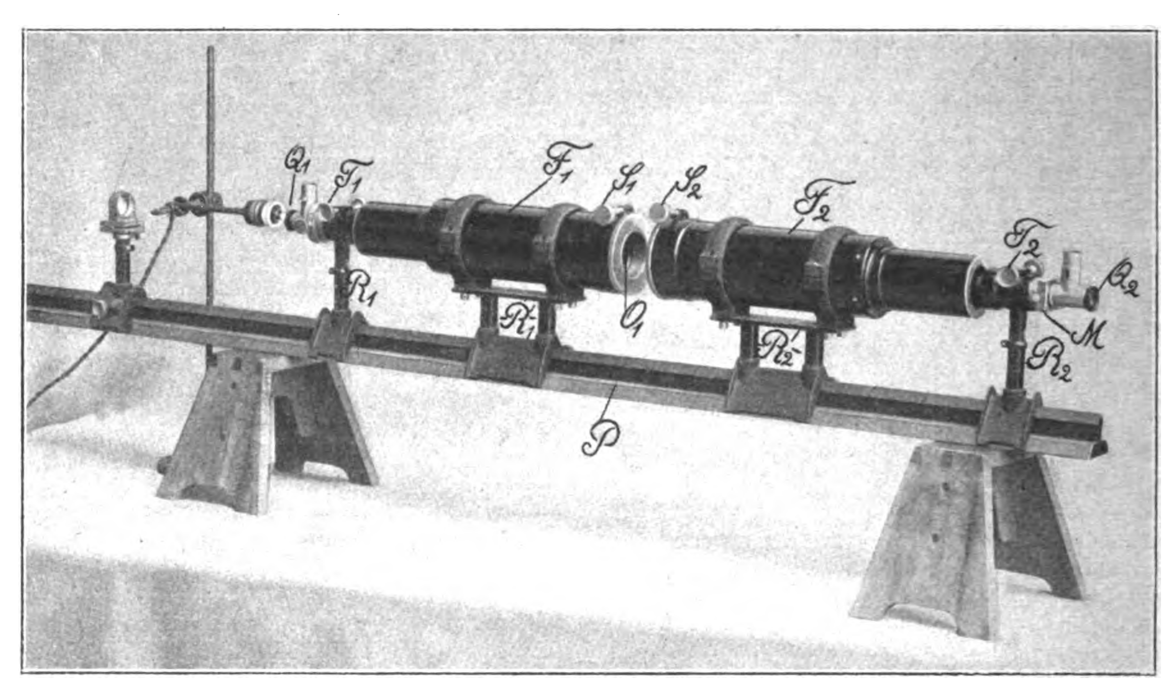


Fig. 7.

die Meßgenauigkeit proportional zu g und läßt sich auf diese Weise ganz erheblich steigern.

Auch mit diesem Apparat läßt sich, ähnlich wie beim Okular-Fokometer, die Verzeichnung des Objektivs bestimmen.

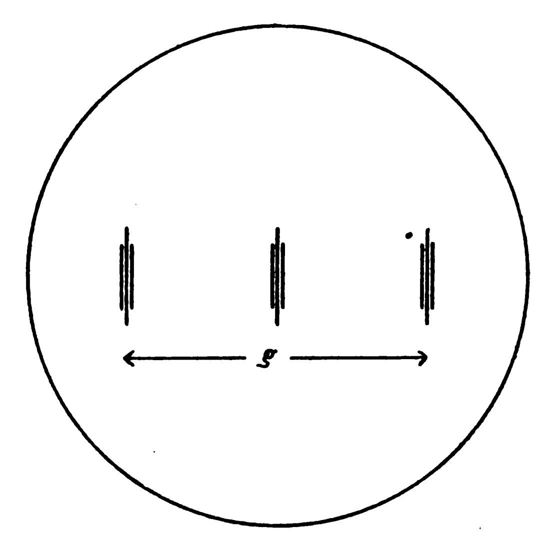


Fig. 8.

Außerdem läßt sich noch die Bildqualität des Objektivs untersuchen. Nachdem bei den Objektiven der durchschnittliche Einstellfehler des betreffenden Meßmannes, beispielsweise aus einer Meßreihe von 10 Messungen oder mehr, festgestellt ist (z. B. 5 sec), kann man aus der Vergrößerung dieses durchschnittlichen Einstellfehlers auf die Bildqualität schließen und auf diese Weise Fehler in der Herstellung des Objektivs feststellen.

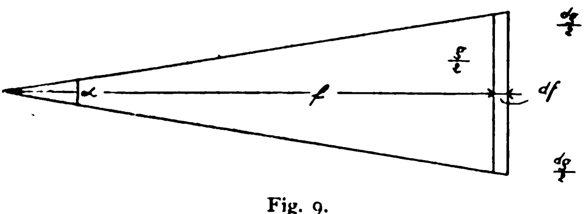


Fig. 9.

Soll eine größere Anzahl von Objektiven derselben Brennweite gemessen werden, so wird man gut tun, sich ein für allemal ein Normalobjektiv zu reservieren, dessen absolute Brennweite möglichst genau mit einem anderen Apparat, z. B. dem Fokometer von Abbe, gemessen ist, so daß man hiernach auf sehr einfache Weise zusammengehörige Objektive auswählen kann.

(Eingegangen am 25. Juni 1920.)

Die Messung der Anfangsgeschwindigkeit und des Luftwiderstandes schnell fliegender Geschosse mittels ihrer Kopfwelle und registrierendem Galvanometer[1])

Von Rudolf Ladenburg.

(Hierzu Tafel III.)

1. Grundlage der Methode.

Die übliche Methode zur Messung der Geschwindigkeit von Geschossen mittels Gitterrahmen und Le Boulengé-Zeitmesser[2]) versagt in größeren Entfernungen vom Geschütz sowie bei größeren Rohrerhöhungen, weil die Gitterrahmen zu groß bzw. zu hoch sein müßten; außerdem erfordert der Le Boulengé eine fundamentierte Aufstellung.

Diese Übelstände werden bei der im folgenden beschriebenen Methode vermieden; hier wird die horizontale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kopfwelle der mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschosse auch bei großer Rohrerhöhung und in großer Entfernung vom Geschütz mit Mikrophonen und registrierenden Saitengalvanometern gemessen und hieraus die Geschoßgeschwindigkeit, ihre Abnahme infolge des Luftwiderstandes sowie dieser selbst berechnet.

In der Praxis wird die Kopfwelle, die als lauter „Geschoßknall" hörbar ist, seit Gossot[3]) zur Messung der Anfangsgeschwindigkeit solcher schnell fliegender Geschosse bereits verwendet, indem an Stelle der Gitterrahmen Schallkontakte („Luftstoßanzeiger")[4]) neben der Flugbahn des mit geringer Rohrerhöhung abgefeuerten Geschosses aufgestellt werden. Diese unterbrechen, von der Schallwelle des fliegenden Geschosses betätigt, Stromkreise und wirken auf einen Zeitmesser nach Le Boulengé. Ebenso wie bei Verwendung von Gitterrahmen ergibt sich hier die mittlere Geschoßgeschwindigkeit unmittelbar aus dem Verhältnis der Meßstrecke und der gemessenen Zeit. Gossot hat so auch erfolgreiche Versuche bei größerer Rohrerhöhung angestellt, die aber anscheinend wenig Beachtung und praktisch keine Verwendung gefunden haben.

2. Theorie.

Das Geschoß verlasse mit der größer als die Schallgeschwindigkeit und zunächst als konstant angenommenen Geschwindigkeit v zur Zeit $t = 0$ die Rohrmündung M in Richtung MK. Dann ist die den Geschoßknall erzeugende Kopfwelle zur Zeit t die Einhüllende aller der Kugelwellen, die in den

[1]) An den bei der Artillerie-Prüfungskommission auf verschiedenen Schießplätzen ausgeführten Versuchen waren zeitweise die Herren Dr. von Angerer, Prof. H. Rosenberg, Dr. N. Schultze und G. Thilo beteiligt.

[2]) Vgl. z. B. C. Cranz und K. Becker, Lehrbuch der Ballistik, 3, S. 29ff. Leipzig bei Teubner 1913.

[3]) Détermination des vitesses des projectiles au moyen des phénomènes sonores. Paris 1891.

[4]) C. Cranz und K. Becker, a. a. O. S. 50.

vorhergehenden Zeitmomenten das Geschoß mit der Schallgeschwindigkeit c verlassen haben.[1]) (s. Fig. 1). Die Spitze K dieses Kopfwellkegels

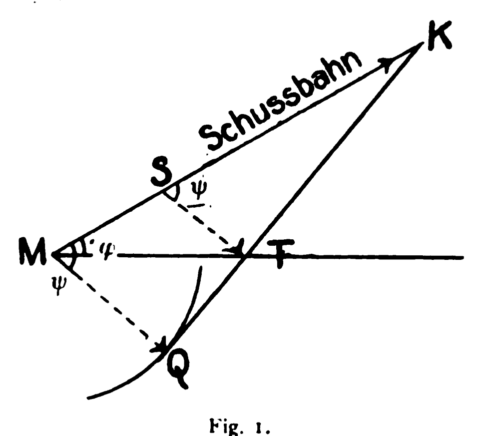


Fig. 1.

liegt in der Schußbahn im Abstand vt von M, der Kegel selbst schneidet die Zeichenebene in der Tangente, die von K an den mit der Strecke ct um M geschlagenen Kreis gelegt ist und diesen in Q berührt. Die Meßstelle T liege auf dieser Tangente, und es sei $\sphericalangle KMQ = \psi$, $\sphericalangle KMT = \varphi$ und $w = \frac{MT}{t}$ die Geschwindigkeit der „Kopfwellspur" in der Horizontalen. Dann ist

$$\cos \psi = \frac{c}{v}, \quad (1)$$

$$\cos (\psi - \varphi) = \frac{c}{w}. \quad (2)$$

Die Gleichungen bleiben unverändert, wenn bei zwei in der Schußebene liegenden Meßstellen T_1 und T_2 φ der Winkel der Schußbahn gegen die Richtung $T_1 T_2$ (s. Fig. 2) und $w = \frac{T_2 - T_1}{t_2 - t_1}$ die praktisch zu messende Kopfwellgeschwindigkeit ist. Liegen die Meßstellen in der Horizontalebene

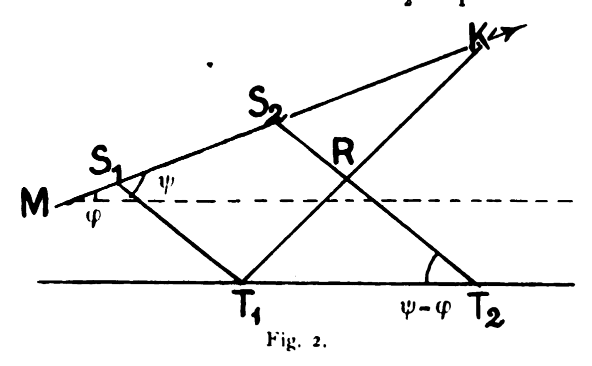


Fig. 2.

unter einem Winkel ε seitlich der Schußebene, ist α die Rohrerhöhung und bezeichnet φ nun den Winkel zwischen Schußbahn und der Richtung $T_1 T_2$ (Fig. 3), so tritt zu den obigen zwei Gleichungen die dritte

$$\cos \varphi = \cos \alpha \cdot \cos \varepsilon. \quad (3)$$

Fig. 3.

Die praktische Auswertung erfolgt mittels geeigneter Rechentafeln. Die v_0-Tafel enthält die zu den Geschwindigkeiten v bzw. w zwischen 350 und 919 m/sec bei verschiedenen Temperaturen ϑ gehörigen Winkel ψ bzw. $\psi - \varphi$ in Grad und Sechzehnteln gemäß der Gleichung (1) bzw. (2), wobei $c = 330{,}8 + 0{,}66 \cdot \vartheta$ ist[1]) (vgl. Tabelle 1, auf der eine Seite der v_0-Tafel für $t = 10^0$ dargestellt ist). Eine zweite Tafel enthält die nach Gleichung (3) zu α und ε gehörigen Winkel φ. Man entnimmt der v_0-Tafel bei der maßgebenden Temperatur den dem gemessenen Wert w nach Gleichung (2) entsprechenden Winkel $\psi - \varphi$, zählt φ hinzu und sucht auf der gleichen Seite der v_0-Tafel den zu ψ gehörigen Wert v auf.

Die so gefundene Geschwindigkeit v_s entspricht dem Punkte Q der Geschoßbahn, von dem ausgehend die Kopfwelle den Mittelpunkt R der Strecke $T_1 T_2$ erreicht (Fig. 4). Ist $MT_1 = r_1$, $MT_2 = r_2$, so ist

$$MQ = s = \frac{r_1 + r_2}{2} \cdot \frac{\sin (\psi - \varphi)}{\sin \psi}.$$

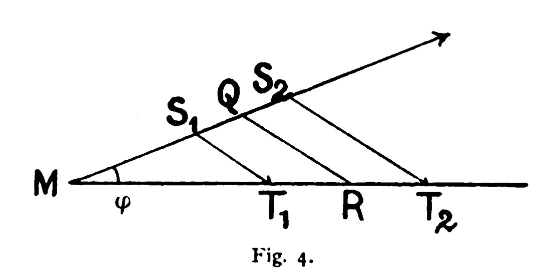


Fig. 4.

Um die Geschwindigkeit v_0 an der Rohrmündung zu erhalten, ist zum berechneten Wert v_s die Ge-

[1]) Die folgenden Überlegungen und Formeln rühren z. T. von M. Born u. A. Landé her, z. T. finden sie sich bereits bei Gossot a. a. O.

[1]) Vgl. den Bericht über die Versuche des Kommandos der Artillerie-Prüfungs-Kommission „Über die Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre" von R. Ladenburg u. E. von Angerer. Reichsdruckerei Berlin 1918.

schwindigkeitsabnahme auf der Strecke MQ hinzuzuzählen und die Bahnkrümmung infolge der Erdanziehung zu berücksichtigen. Bezeichnet b die Geschwindigkeitsänderung pro Längeneinheit der Bahn und g die Erdbeschleunigung, so ergibt sich in erster Annäherung

$$\left.\begin{aligned} v_0 = v_e + \frac{r_1 + r_2}{2} \frac{\sin(\psi - \varphi)}{\sin \varphi} \\ \times \left(b - g \frac{\sin(\psi - \varphi)}{c} \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}\right). \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Ist k die Horizontalkomponente des Windes in der senkrechten Schußebene, so tritt in hinreichender Annäherung an Stelle der Gl. (2) die folgende:

$$\cos(\psi - \varphi) = \frac{c}{w - k \dfrac{\sin \varphi}{\sin \psi \cos(\psi - \varphi)}}. \quad (2a)$$

Das Korrektionsglied $k \dfrac{\sin \varphi}{\sin \psi \sin(\psi - \varphi)}$ entnimmt man ebenfalls einer geeigneten Rechentafel.

Aus einer einfachen Fehlerbetrachtung folgt, daß mit steigender Rohrerhöhung das Ergebnis bei gleicher Zeitmeßgenauigkeit weniger zuverlässig wird, außerdem der Windeinfluß stark zunimmt. Windanstieg mit der Höhe und vertikale Luftströmungen stören um so mehr, je weiter die Meßstellen vom Geschütz entfernt liegen und je größer die Rohrerhöhung ist.

3. Messung der Anfangsgeschwindigkeit.

Bei den Versuchen dienten als Schallempfänger Spezialtelephone und -mikrophone, die mittels langer Leitungen an die Außenwicklung eines kleinen Transformators geführt waren; dessen innere Wicklung lag an den Saiten eines registrierenden Saitengalvanometers. Dieser Apparat (im folgenden als Ballograph bezeichnet) war von der Firma Prof. Edelmann & Sohn nach den Angaben von Dr. von Angerer und Wolff für andere Zwecke gebaut[1]) und nur in einigen Punkten für die vorliegenden Versuche abgeändert. Die Ausschläge der Saiten wurden photographisch auf abrollendes lichtempfindliches Papier (im folgenden „Film" genannt) gleichzeitig mit Zeitmarken aufgezeichnet, und es wurde der Zeitunterschied der beiden Ausschläge nach dem Entwickeln und Fixieren des Films auf diesem ausgewertet. Von besonderer Bedeutung ist die von E. v. Angerer angegebene, äußerst exakte Zeitmessung, die auf den feinen Zeitmarken in Abständen von $^1/_{50}$, $^1/_{100}$ oder $^1/_{200}$ sec beruht (vgl. die Bilder 1—4 der Tafel III), deren Konstanz etwa 0,0001 sec beträgt. Diese Zeitmarken werden durch eine mit Stimmgabelunterbrecher betriebene Heliumröhre erzeugt und erscheinen als dunkle senkrechte Striche, die Saiten als helle horizontale Schattenlinien auf dem im übrigen gleichmäßig geschwärzten „Film". Die mittleren Abstände der Zeitmarken wurden mit dem Sekundenpendel einer mit der Sternwartenzeit verglichenen Wanduhr mittels elektrischer Kontakte geeicht.[1]) Die Genauigkeit der Messung von kleinen Zeitabständen von etwa 0,1 sec mittels des Saitengalvanometers betrug etwa 2 $^0/_{00}$, wie die Vergleiche mit Le Boulengé-Apparaten des von Wurtzel[2]) verbesserten Modells in vielen Meßreihen ergaben; die kleinen Zeitabstände lieferte hierbei ein Pendelkomparator. Z. B. ergab der Ballograph für ein bestimmtes Zeitintervall als Mittelwert von 25 Messungen 0,11251 sec mit einem mittleren Fehler der Einzelmessung von 0,0002 sec; 25 Messungen mit dem Le Boulengé ergaben im Mittel 0,11234 sec $\pm$ 0,0001. In den Fehlern der Einzelmessung sind die allerdings vermutlich sehr kleinen Schwankungen des Pendels selbst enthalten. Die Messungen sind als absolute Eichungen des Le Boulengé anzusehen, da die Zeitmessungen des Ballographen auf Sternzeiten bezogen sind.

Zur Messung der Geschoßgeschwindigkeit wurden die Telephone (bzw. für die größeren Entfernungen Mikrophone) im allgemeinen genau in Richtung und Höhe des horizontal gestellten Geschützrohres aufgestellt, 50 bis 100 m voneinander entfernt, bis zu Abständen von 750 m vom Geschütz.[3]) Die Vermessung wurde aufs sorgfältigste bis auf $\pm$ 10 cm und $^1/_{16}{}^0$ durch den Katastergeometer Herrn F. Haller ausgeführt. Die Schallempfänger sprechen nicht nur auf den Geschoßknall (G.K.), sondern auch auf den Mündungsknall (M.K.) an, der hauptsächlich durch die plötzliche Ausbreitung der austretenden hochgespannten Pulvergase entsteht[4]) (vgl. die Bilder 1—4 der Tafel III). Die Reaktionszeit der Telephone und Mikrophone lag bei den untersuchten Knallen unterhalb der Meßgrenze.[5])

Wenn die Geschoßgeschwindigkeit bekannt bzw. aus den Messungen entnommen ist, kann man die Zeit z berechnen, die der G.K. von der Mündung M

---

[1]) Ausführliche Beschreibung vgl. den oben zitierten Bericht des Versuchskommandos der Art.-Prüf.-Komm.

[1]) Auch mit einer Taschenuhr sind sehr genaue Messungen kurzer Zeiten möglich (vgl. Bild 3 der Tafel III).

[2]) R. Wurtzel, Dissert. Berlin, Druckerei des Reichsboten. Vgl. C. Cranz und K. Becker, a. a. O. S. 64.

[3]) Größere Entfernungen wurden nicht verwendet, doch sprechen die benutzten Apparate noch im Abstand von vielen Kilometern vom Geschütz gut an.

[4]) C. Cranz und K. Becker, a. a. O. S. 239.

[5]) Die große Schärfe der Knalleinsätze auf den Films, von der die Meßgenauigkeit wesentlich abhängt, ist aus den Bildern 1—4 der Knallaufnahmen zu erkennen, falls die Reproduktionen gut gelingen. Sie betrug auch bei den entfernteren Mikrophonen etwa 1—2 Hundertel eines Zeitmarkenabstandes, so daß die üblichen Zeitmarkenunterschiede von 0,1—0,2 Sek. auf 1—2 $^0/_{00}$ genau gemessen werden konnten.

bis zur Meßstelle T braucht $\left(z = \frac{MT}{c} \cos(\psi - \varphi)\right)$ (vgl. Fig. 1). Zählt man zu z den dem Film entnommenen Knallabstand zwischen G.K. und M.K. hinzu, so erhält man die Zeit t, die der M.K. bis zur Meßstelle T braucht; sie ist stets kleiner als die aus der normalen Schallgeschwindigkeit errechnete Zeit $t' = \frac{MT}{c}$, da der M.K. die Mündung mit Überschallgeschwindigkeit verläßt. Diese, zum erstenmal von **Wolff**[1]), kürzlich vom Versuchskommando der Art.-Prüf.-Komm.[2]) gemessen, ist um so größer, je größer die Pulverladung ist. Entsprechend wächst die Voreilungszeit $\tau = t' - t$. Nach **Wolff** hängt die Geschwindigkeit des M.K. in folgender Weise vom Abstand r vom Detonationszentrum ab:

$$u = \frac{b}{a} \sqrt{1 + \frac{b^2}{r^2}},$$

wo a und b Versuchskonstanten sind. Durch Integration ergibt sich offenbar die Laufzeit:

$$t = a\left\{\sqrt{1 + \frac{r^2}{b^2}} - 1\right\}.$$

Also wird die maximale Voreilungszeit

$$\lim_{r=\infty} \tau = a,$$

ferner die Grenzgeschwindigkeit

$$\lim_{r=\infty} u = \frac{b}{a} = c,$$

und es wird $b = c \cdot a$ gleich dem maximalen Voreilungsweg. Aus den vorliegenden Versuchen ergab sich die maximale Voreilungszeit a zwischen etwa $^1/_{100}$ sec bei Feldkanonen (Ladung etwa $^1/_2$ kg) und $^6/_{100}$ sec bei den größten Kalibern (150 bis 200 kg Treibmittel); in diesem Fall konnte die Überschallgeschwindigkeit noch in 200 m Entfernung vom Geschütz nachgewiesen werden. Infolge dieser Voreilung kann der M.K. sogar vor dem G.K. eintreffen und die Schallempfänger „zu früh“ erregen, so daß man den G.K. nicht mehr messen kann — ganz entsprechend dem „zu frühen“ Zerreißen der Drahtgitter infolge der dem Geschoß voraneilenden Pulvergase, wenn die Gitterrahmen bei den üblichen Geschwindigkeitsmessungen zu dicht am Geschütz aufgestellt werden. Man darf deshalb auch die Telephone und Mikrophone nicht zu nahe ans Geschütz bringen (nicht unter 25—50 m).

Auf diese Weise kann deshalb die Geschoßgeschwindigkeit immer erst in beträchtlichem Abstand vom Geschütz gemessen werden. Frühere Versuche, Meßgeräte unmittelbar an der Rohrmündung anzubringen, sind, soweit bekannt, ohne Erfolg geblieben.[1]) Als geeignet erwies sich bei den vorliegenden Versuchen eine über die Rohrmündung geschobene, kurze, stromdurchflossene Spule, in der das vom Strom magnetisierte Geschoß im Austrittsmoment einen Induktionsstromstoß induziert, der auf das Saitengalvanometer übertragen wurde. Die Abrisse der Saiten auf dem Film waren nicht ganz so scharf wie bei der Kopfwelle, konnten jedoch auf wenige Tausendstel einer Sekunde genau abgelesen werden (vgl. Bild 4 der Tafel III). Verwendung eines Telephons in etwa 50 m Abstand zur Messung des 2. Zeitmoments ergab wieder genau übereinstimmende v_0-Werte. Man kann vermutlich auch den 2 Zeitmoment mittels eines Induktionsstoßes und auf diese Weise mittels des Ballographen auch kleine Anfangsgeschwindigkeiten messen, die unterhalb der Schallgeschwindigkeit liegen.

Solange die Rohrerhöhung kleiner als etwa 5° ist, kann man die Messungen mit Ballographen unmittelbar mit den Boulengémessungen vergleichen. Um auch bei größeren Winkeln φ zwischen Schußbahn und Richtung der Meßstellen die oben angegebenen Formeln und die Brauchbarkeit der neuen Methode gerade für größere Rohrerhöhungen zu prüfen, muß man wegen der Schwankungen von v_0 von Schuß zu Schuß entweder den Mittelwert einiger bei größerem φ erhaltener Werte mit dem bei kleinerem φ mit Boulengé gewonnenen Wert vergleichen oder aber die Schußrichtung bei geringer Erhöhung seitlich unter den Winkel φ gegen die Richtung der Telephone verlegen und gleichzeitig Messungen mit Boulengé (und Gitterrahmen) und Ballograph (und Telephon) ausführen.

Im ganzen wurden auf verschiedenen Schießplätzen im Laufe einiger Monate etwa 500 Schüsse in 30 Versuchsreihen ausgewertet, wobei Kaliber zwischen 8 mm (Infanteriegewehr) und 35 cm (Langkanone) sowie Anfangsgeschwindigkeiten zwischen 400 und 800 m/sec gemessen wurden. Solange $\varphi < 20^0$ war, betrugen die Abweichungen zwischen den Ballographen- und den Boulengéwerten im allgemeinen höchstens 1%, bei größerem φ ist die Genauigkeit der neuen Methode naturgemäß etwas geringer. Tab. 2 enthält eine Auswahl der Ergebnisse, wobei aus dem Vergleich zwischen Boulengé und Ballograph die Genauigkeit der neuen Methode ersichtlich ist. Die in Klammern gesetzten Boulengéwerte sind Mittelwerte mehrerer Schüsse und bei geringer Rohrerhöhung, sonst unter gleichen Bedingungen wie die entprechenden Schallmessungen erhalten; die mit b) bezeichneten Boulengéwerte sind mit älteren Modellen, ohne die Verbesserungen nach **Wurtzel**[2]), gemessen und liegen, wie besondere Vergleichsmessungen zeigten, im allgemeinen etwa 1% tiefer als die wahren, mit dem verbesserten Modell oder dem Ballograph erhaltenen Werte.

---

[1]) W. Wolff, Ann. d. Phys. (4) 68, S. 329, 1899.
[2]) a. a. O.

[1]) Vgl. C. Cranz und K. Becker, a. a. O. Die dem Geschoß voraneilenden Pulvergase (die Überschallgeschwindigkeit des M.K.) sind meist die störende Ursache.
[2]) C. Cranz und K. Becker, a. a. O. S. 63/64.

Tabelle 2.

Zusammenstellung von Mittelwerten von Geschwindigkeitsmessungen.

Tag	Kaliber	Schußzahl	Erhöhung	Geschoßgeschwindigkeit gemessen mit Schall (Saitengalvanometer)	Geschoßgeschwindigkeit gemessen mit Gitterrahmen u. Boulengé	Bemerkungen
19./VIII.	8 mm	12	0°	815,0 m/sec	817,3 m/sec	
21./VIII.	8 mm	15	0°	832 „	829 „	
27./II.	7,5 cm	4	(10°)	370,4 „	372,4 „	Schallempfänger seitlich der Schußebene, wahre Erhöhung 0°.
		3	(10°)	500,3 „	500,1 „	
		3	(20°)	500,0 „	495,5 „	
		5	(10°)	544 „	539 „	
		3	(20°)	533 „	530 „	
20./II.	7,5 cm	3	10°	378,1 „	(380,5) „ [a]	[a] Die B.werte sind bei geringer Erhöhung, sonst unter gleichen Bedingungen wie die Schallmessungen erhalten.
		4	10°	505,2 „	(502,1) „ [a]	
		3	20°	505,5 „	(502,1) „ [a]	
		4	10°	543,7 „	(547,4) „ [a]	
		2	20°	550,4 „	(547,4) „ [a]	
14./VIII.	7,5 cm	3	1°	546,5 „	548 „	
		3	(10°)	546 „	549 „	Schallempfänger seitlich der Schußebene, wahre Erhöhung 0°.
		3	(15°)	543 „	548 „	
		3	(20°)	540 „	548 „	
16./V.	7,5 cm	2	10°	409 „	(405,5) „ [a]	[a] vgl. oben.
		2	10°	530 „	(532) „ [a]	
26./IV.	10 cm	6	10°	579,2 „	(576,1) „ [a]	
		3	20°	579,2 „	(576,1) „ [a]	
		3	30°	582,9 „		
		2	10°	565,7 „	(560,0) „	
2./V.	10 cm	4	1°	449 „	446,7 „	
5./VI.	10 cm	3	10°	435 „	(433,7) „ [a]	
		3	5°	571 „	(570,3) „ [a]	
		3	10°	567 „	(570,3) „ [a]	
		3	15°	568 „	(570,3) „ [a]	
13./VI.	10 cm	8	5°	599 „ [c]	589 „ [b]	[b] Älteres Boulengémodell, das regelmäßig um etwa 1 % zu niedrige Werte liefert, gleiche Ladung und gleiches Geschoß.
		5	15°	597,4 „		
		9	$3\frac{1}{2}$°	702,5 „ [c]		Mit gleicher Ladung und gleichem Geschoß.
		9	13°	703,7 „		
		11	32°	709 „		
		7	32°	666 „ [c]		[c] Mit gleicher Ladung.
		3	$2\frac{1}{2}$°	668 „		
2./VII.	10 cm	7	1°	575,3 „	577,2 „	
		3	10°	574 „	(577,2) „ [a]	[a] Vgl. oben.
9./VII.	10 cm	5	5°	579 „	573,6 „ [b]	
		6	5°	582 „	574,6 „	
		15	18°	579 „	(574,6) „ [a]	
22./VIII.	10 cm	5	1°	593,0 „	590,0 „	
		4	5°	589,0 „	(590,0) „ [a]	
		8	10°	586,1 „	(590,0) „ [a]	
23./IX.	10 cm	14	$1\frac{1}{2}$°	598,6 „	600,2 „	Größte erreichte Meßgenauigkeit. Schüsse mit gleicher Ladung und gleich. Geschoß, deren Geschwindigkeiten aber zieml. stark schwanken.
		4	5°	599,3 „	(600,2) „ [a]	
		5	10°	597,9 „		
		5	25°	591,3 „		
30./V.	13 cm	Einzelne Schüsse	$1\frac{1}{2}$°	652 „	653,6 „	(Große Ladung.)
				650 „	651 „	
				650 „	650,7 „	
				645 „	647,9 „	
				651 „	653,6 „	
				650 „	652,0 „	
				659 „	658,5 „	
				649 „	651,4 „	
				655 „	652,9 „	
				511 „	512,5 „	(Kleine Ladung.)
				513 „	515,3 „	
				505 „	505,6 „	
		6	$1\frac{1}{2}$°	649,7 „	651,6 „	Bei gleicher Ladung und gleichem Geschoß.
		2	5°	649 „		
		3	10°	650,0 „		
		6	20°	650,1 „		



Tag	Kaliber	Schußzahl	Erhöhung	Geschoßgeschwindigkeit gemessen mit Schall (Saitengalvanometer	Geschoßgeschwindigkeit gemessen mit Gitterrahmen u. Boulengé	Bemerkungen
11./VI.	15 cm	11	4°	748,9 „	750,0 „	
12./VI.	15 cm	4	4°	560,5 „	559,6 „	
11./VII.	15 cm	8	5°	749,3 „	742,8 „	Bei gleicher Ladung und gleichem Geschoß.
		9	10°	750,2 „		
		9	20°	752,6 „		
14./VI.	24 cm	4	0°	577,5 „	570 „ b)	b) Älteres Boulengémodell vgl. oben.
22./VI.	35 cm	5	4°	800 „	790 „ b)	

4. Messung der Geschwindigkeitsabnahme und des Luftwiderstandes.

Gleichzeitig mit der Geschoßgeschwindigkeit kann man die durch den Luftwiderstand hervorgerufene Abnahme der Geschwindigkeit des fliegenden Geschosses bestimmen, indem man mehrere Schallempfänger hintereinander in der Schußrichtung aufstellt. So wurden bei einer Versuchsreihe 8 Telephone bzw. Mikrophone bis 750 m Entfernung vom Geschütz aufgestellt und die mittleren Geschoßgeschwindigkeiten mit 2 Ballographen auf den einzelnen Meßstrecken gemessen. Die gefundenen Werte v_s in den verschiedenen Abständen s von der Rohrmündung sind für zwei verschiedene Geschoßformen (als Z.E., normale Form, und V.S., Geschoß mit abgeplatteter Spitze, bezeichnet) und für verschiedene Erhöhungen in Tab. 3 zusammengestellt. Zur Berechnung der Geschwindigkeitsabnahme bildet man die Unterschiede Δv_s der verschiedenen v_s gegen den Wert der 1. Meßstrecke, nachdem sei für die Krümmung der Bahn verbessert sind (vgl. Gl. (4); die Verbesserung beträgt je nach der Größe von s 1 bis 13 m). Trägt man sie zeichnerisch in ihrer Abhängigkeit vom Abstand s auf, so erhält man nahezu gerade Linien, indem die gemessene Bremsung $\frac{dv}{ds} = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt}$ in den betreffenden kleinen Geschwindigkeitsintervallen nahezu konstant, also die Verzögerung $\frac{dv}{dt}$ nahezu der Geschwindigkeit proportional ist (vgl. Fig. 5). [Die mittlere Geschwindigkeitsabnahme pro 100 m betrug bei diesen Versuchen 14,0 m/sec (für die Geschosse mit Z.E.) bzw. 10,4 m/sec (für die Geschosse mit V.S.).]

Fig. 5.

Genauer lassen sich z. B. die Messungen mit V.S. bei 2° Erhöhung zwischen $v = 576$ und $v = 529$ durch die Gleichung

$$\frac{dv}{dt} = 25{,}7 \cdot (v - 254)$$

oder auch in der Form

$$\frac{dv}{dt} = 0{,}00074\, v^{1{,}83}$$

darstellen. Für die Aufstellung eines Widerstandsgesetzes ist der untersuchte Geschwindigkeitsbereich natürlich zu klein. Doch ist diese Methode ge-



Tabelle 3.

Geschoßform	Rohrerhöhung	Schußzahl		Telephon I/II	Telephon-Mikrophon	Mikrophon III/IV	Mikrophon IV/V	Mikrophon V/VI	Gitterrahmen- u. Boulengé
			Abstände vom Geschütz:	30/90	90/200	200/400	400/500	500/750	30/90
			Abstand s auf der Geschoßbahn	58	142	291	437	606	60
Normnl (Z.E.)	2°	Einzelne Schüsse	v_s-Werte	586	580	567	—	—	587,1
				591	582	570	558	546	590,6
				588	583	567	—	—	589,2
				586	579	569	556	544	586,9
				586	579	567	554	541	584,7
				582	577	565	551	537	582,1
				588	582	570	558	545	589,2
			v_s-Mittelwert	586,7	580,3	576,6	555,4	542,6	587,1
	2°	7	Korrektion f. Bahnkrümmung	− 1,4	− 3,3	− 6,5	− 9,3	− 13,5	
			v_0 [1]	591,4	591,7	593,3	592,3	592,0	593,0
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 1,0	± 1,2	± 0,9	± 0,7	± 0,9	
	10°	2	s	51	123	255	382	531	
			v_s	583,0	576,0	564,0	560,5	544,5	
			Korrektion f. Bahnkrümmung	− 1,1	− 2 6	− 5,2	− 7,6	− 10,2	
			v_0	587,2	586,2	585,2	592,5	589,5	
Mit abgeplatteter Spitze (V.S.)	2°	15	s	58	142	291	437	606	69
			v_s	592,4	580,8	563,0	546,1	526,8	592,8
			Korrektion f. Bahnkrümmung	− 1,4	− 3,3	− 6.4	− 9,6	− 13,3	
			v_0	599,3	597,8	598,4	598,0	599,6	600,2
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 1,6	± 1,0	± 0,9	± 1,2	± 1,4	
	5°	4	s	56	—	279	416	576	
			v_s	592,7		566,0	549,7	530,7	
			Korrektion f. Bahn. krümmung	− 1,2		− 6,1	− 8,9	− 12,1	
			v_0	597,0		596,5	596,6	597,8	
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 1,5		± 0,9	± 0,7	± 1,7	
	10°	6	s	51	123	255	382	531	
			v_s	586,0	576,2	559,3	546,0	528,2	
			Korrektion f. Bahnkrümmung	− 1,1	− 2,6	− 5,2	− 7,6	− 10,2	
			v_0	597,8	596,7	596,0	598,0	598,9	
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 1,8	± 2,5	± 2,0	± 2,2	± 2,5	
	25°	6	s	35	—	176	257	350	
			v_s	584,7	—	568,0	555,5	544,8	
			Korrektion f. Bahnkrümmung	− 0,5		− 2,4	− 3,4	− 4,5	
			v_0	589,3		589,7	588,4	589,7	
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 2,0		± 2,5	± 1,7	± 2,9	
	2° (Seitenverschiebung 4°)	5	s	57		279	418	578	
			v_s	589,2		558,6	540,2	517,0	
			Korrektion f. Bahnkrümmung	− 0,6		− 2,7	− 4,4	− 5,3	
			v_0	596,5		595,0	596,0	595,6	
			Mittl. Fehler der Einzelmessung	± 2,2		± 0,9	± 1,9	± 1,3	

[1]) Die v_0-Werte sind stets nach der Gleichung (4) des Textes berechnet.



Tabelle I.

v_0-Tafel

$t = 10^0$

v	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
35	15 5	15 14	16 7	17 0	17 8	18 0	18 8	18 15	19 7	19 14
36	20 5	20 12	21 2	21 9	21 15	22 6	22 11	23 2	23 7	23 13
37	24 2	24 8	24 13	25 3	25 8	25 13	26 2	26 7	26 12	27 1
38	27 5	27 10	27 14	28 3	28 8	28 12	29 0	29 4	29 9	29 13
39	30 1	30 5	30 9	30 13	31 1	31 5	31 8	31 12	31 15	32 4
40	32 7	32 11	32 14	33 2	33 5	33 9	33 12	33 15	34 2	34 6
41	34 9	34 12	34 15	35 3	35 6	35 9	35 12	35 15	36 2	36 5
42	36 8	36 11	36 14	37 8	37 4	37 6	37 9	37 12	37 15	38 2
43	38 4	38 7	38 10	38 12	38 15	39 2	39 4	39 7	39 9	39 12
44	39 14	40 1	40 3	40 6	40 8	40 10	40 13	40 15	41 2	41 4
45	41 6	41 9	41 11	41 13	41 15	42 2	42 4	42 6	42 8	42 10
46	42 13	42 15	43 1	43 3	43 5	43 7	43 9	43 11	43 13	43 15
47	44 1	44 4	44 5	44 8	44 9	44 11	44 13	44 15	45 1	45 3
48	45 5	45 7	45 9	45 10	45 12	45 14	46 0	46 2	46 4	46 5
49	46 7	46 9	46 11	46 13	46 14	47 0	47 2	47 4	47 5	47 7
50	47 9	47 10	47 12	47 14	47 15	48 1	48 2	48 4	48 6	48 7
51	48 9	48 10	48 12	48 14	48 15	49 1	49 2	49 4	49 5	49 7
52	49 8	49 10	49 11	49 13	49 14	49 15	50 1	50 3	50 4	50 6
53	50 7	50 8	50 10	50 11	50 13	50 14	50 15	51 1	51 2	51 4
54	51 5	51 6	51 8	51 9	51 10	51 12	51 13	51 14	51 15	52 1
55	52 2	52 4	52 5	52 6	52 7	52 9	52 10	52 11	52 12	52 14
56	51 15	53 0	53 1	53 2	53 4	53 5	53 6	53 8	53 9	53 10
57	53 11	53 12	53 13	53 14	53 15	54 1	54 2	54 3	54 4	54 5
58	54 6	54 8	54 9	54 10	54 11	54 12	54 13	54 14	54 15	55 1
59	55 2	55 3	55 4	55 5	55 6	55 7	55 8	55 9	55 10	55 11
60	55 12	55 13	55 14	55 15	56 0	56 1	56 2	56 4	56 4	56 5
61	56 6	56 8	56 8	56 9	56 10	56 11	56 12	56 13	56 14	56 15
62	57 0	57 1	57 2	57 3	57 4	57 5	57 6	57 7	57 8	57 9
63	57 9	57 10	57 11	57 12	57 13	57 14	57 15	58 0	58 1	58 2
64	58 3	58 4	58 5	58 5	58 6	58 7	58 8	58 9	58 10	58 10
65	58 11	58 12	58 13	58 14	58 15	59 0	59 1	59 1	59 2	59 3
66	59 4	59 5	59 5	59 6	59 7	59 8	59 9	59 10	59 10	59 11
67	59 12	59 13	59 14	59 14	59 15	60 0	60 1	60 1	60 2	60 3
68	60 4	60 5	60 5	60 6	60 7	60 8	60 8	60 9	60 10	60 11
69	60 11	60 12	60 13	60 14	60 14	60 15	61 0	61 0	61 1	61 2
70	61 3	61 4	61 4	61 5	61 6	61 6	61 7	61 8	61 8	61 9
71	61 10	61 10	61 11	61 12	61 13	61 13	61 14	61 15	61 15	62 0
72	62 1	62 1	62 2	62 3	62 3	62 4	62 5	62 5	62 6	62 7
73	62 7	62 8	62 9	62 9	62 10	62 10	62 11	62 12	62 13	62 13
74	62 14	62 14	62 15	62 15	63 0	63 1	63 2	63 2	63 3	63 4
75	63 4	63 5	63 5	63 6	63 6	63 7	63 8	63 8	63 9	63 9
76	63 10	63 11	63 11	63 12	63 13	63 13	63 14	63 14	63 15	63 15
77	64 0	64 1	64 1	64 2	64 2	64 3	64 4	64 4	64 5	64 5
78	64 6	64 6	64 7	64 8	64 8	64 9	64 9	64 10	64 10	64 11
79	64 11	64 12	64 12	64 13	64 13	64 14	64 14	64 15	64 15	65 0
80	65 1	65 1	65 2	65 2	65 3	65 3	65 4	65 4	65 5	65 5
81	65 6	65 6	65 7	65 8	65 8	65 9	65 9	65 10	65 10	65 10
82	65 11	65 11	65 12	65 12	65 13	65 13	65 14	65 14	65 15	65 15
83	66 0	66 1	66 1	66 2	66 2	66 3	66 3	66 4	66 4	66 4
84	66 5	66 5	66 6	66 6	66 7	66 7	66 8	66 8	66 9	66 9
85	66 10	66 10	66 10	66 11	66 11	66 12	66 12	66 13	66 13	66 14
86	66 14	66 15	66 15	67 0	67 0	67 1	67 1	67 1	67 2	67 2
87	67 3	67 3	67 4	67 4	67 5	67 5	67 5	67 6	67 6	67 7
88	67 7	67 8	67 8	67 8	67 9	67 9	67 10	67 10	67 10	67 11
89	67 11	67 12	67 12	67 13	67 13	67 13	67 14	67 14	67 14	67 15
90	67 15	68 0	68 0	68 1	68 1	68 2	68 2	68 2	68 3	68 3
91	68 4	68 4	68 4	68 5	68 5	68 6	68 6	68 6	68 7	68 7

eignet, bei systematischer Änderung der Treibladung und damit der Anfangsgeschwindigkeit neue Unterlagen für die Abhängigkeit des Luftwiderstandes von der Geschwindigkeit mit einfachen Mitteln zu erschießen. Aus den vorliegenden Messungen läßt sich der „Formkoeffizient" der benutzten Geschosse und der Luftwiderstand selbst leicht berechnen.[1] Bezeichnet $2R$ den Geschoßdurchmesser in cm, P das Geschoßgewicht in kg, g die Erdbeschleunigung, δ das Luftgewicht in kg/cbm, i einen von der Geschoßform abhängigen Koeffizienten, der für das Kruppsche Normalgeschoß (mit 2 Kalibern Kopfradius) gleich 1 gesetzt ist, $f(v)$ die Abhängigkeit des Luftwiderstandes von der Geschwindigkeit, so wird die Verzögerung des Geschosses durch den Luftwiderstand (das Verhältnis von Luftwiderstand W und Geschoßmasse)

$$\frac{Wg}{P} = c\,f(v)$$

gesetzt, wo

$$c = \frac{R^2 \pi \delta i g}{P \cdot 1{,}206}.$$

In der Näherungslösung von Krupp-Gross[2]) wird angenommen, daß die Horizontalkomponente des Luftwiderstandes gleich dem Luftwiderstand der Horizontalkomponente der betreffenden Geschoßgeschwindigkeit ist, also

$$\frac{P}{g}\,c\,f(r)\cdot\cos\vartheta = \frac{P}{g}\,c\,f(v\cdot\cos\vartheta),$$

wobei ϑ der Neigungswinkel der Flugbahntangente gegen die Horizontale (x-Richtung) ist. Wird die Komponente $v\cdot\cos\vartheta$ mit u bezeichnet, so folgt aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen unmittelbar

$$\frac{du}{dx} = \frac{d(v\cdot\cos\vartheta)}{dx} = -\frac{c}{v}\cdot f(v).$$

Dieser Wert ist in den beschriebenen Versuchen bei kleinen Erhöhungen mit der gemessenen Geschwindigkeitsabnahme identisch; denn bei $\vartheta = 3^0$ unterscheidet sich $\cos\vartheta$ von 1 erst um 0,15 %. So wird $c = -\frac{du}{dx}\,\frac{u}{f(u)}$, und es kann der Formkoeffizient

$$i = -\frac{du}{dx}\,\frac{P\cdot 1{,}206}{R^2\pi\delta}\,\frac{u}{g\cdot f(u)}$$

aus den Versuchen ohne weiteres berechnet werden, wobei man die Werte $f(u)$ und $\frac{u}{g\cdot f(u)}$ den Kruppschen Tafeln entnimmt, die mit dem Kruppschen Normalgeschoß ($i = 1$) erschossen sind. Man kann die Verwendung der Tafeln vermeiden, indem man entsprechende Schallversuche mit einem Normalgeschoß ausführt und aus dem Verhältnis der gemessenen Werte der Geschwindigkeitsabnahme $f(u)$ berechnet.

Aus den obigen Versuchen folgt

$i = 1{,}30$ für Geschosse mit V.S.,
$i = 1{,}03$ „ „ „ Z.E.,

in genügender Übereinstimmung mit den bisher gemessenen Werten.[1])

Schließlich kann man die gemessenen Werte der Geschwindigkeitsabnahme benutzen, um aus den v_r-Werten die v_0-Werte, die Anfangsgeschwindigkeit an der Rohrmündung, zu berechnen [s. Gl. (4)]. Die gewonnenen Werte sind ebenfalls in Tab. 3 angegeben, zugleich mit den aus den Boulengémessungen errechneten. Exakt vergleichbar sind wegen der Pulverstreuung wieder nur die Messungen an dem gleichen Schuß; die mittlere Abweichung der v_0-Werte vom Mittelwerte einer größeren Reihe beträgt z. B. 3,5 m/sec. Die mittleren Meßfehler der Schallmessungen sind etwa ± 1 m/sec bei 2^0 Erhöhung (d. h. 2 ‰) und steigen etwa auf den doppelten Wert bei 25^0. Dies entspricht einer Zeitmeßgenauigkeit von $\pm 2\cdot 10^{-4}$ sec. Die weiter entfernten Meßstrecken liefern keine geringere Genauigkeit, allerdings herrschte bei den Versuchen nur schwacher Wind.

Die absolute Genauigkeit der Schallmessungen schließlich beträgt etwa 2—3 ‰, indem sich die mit Ballograph erhaltenen Werte von den Boulengéwerten bei einer Anfangsgeschwindigkeit von etwa 600 m/sec nur um 1 bis 2 m/sec unterscheiden.

Breslau, den 15. Dezember 1919.

[1]) Vgl. C. Cranz, a. a. O. Bd. IV, Tafel 20, die jedoch erst auf die hier benutzten Einheiten umzurechnen sind.

(Eingegangen am 19. Juni 1920.)

Über die Wärmeausdehnung von Manteldrähten.

(Mitteilung aus dem physikal. Labor. der Glühlampenfabrik „Watt" in Wien.)

Von J. Salpeter.

Bekanntlich werden in der Technik in manchen Fällen, in denen von einem Leitungsdraht mehrere Eigenschaften verlangt werden, die in einem Material nicht vereinigt sind, Manteldrähte verwendet, bei denen Kern und Mantel aus zwei verschiedenen Materialien bestehen, deren Eigenschaften sich für den erwünschten Zweck ergänzen. In der Glühlampentechnik z. B. verwendet man seit mehreren Jahren als Platinersatz für luftdichte Einschmelzungen in Glas einen Manteldraht, dessen

[1]) Vgl. C. Cranz und K. Becker, Bd. I des Lehrbuches der Ballistik, 2. bis 5. Abschnitt.
[2]) a. a. O. S. 153.

Kern aus einer Eisennickellegierung, dessen Mantel aus Platin, Gold oder Kupfer besteht. Die Eisennickellegierung wird so gewählt, daß ihr Ausdehnungskoeffizient dem des Platins bzw. des verwendeten Glases möglichst nahe kommt; der Mantel hat eine gute Verbindung des Drahtes mit dem Glase zum Zwecke. Nun haben im allgemeinen Kern und Mantel verschiedene Ausdehnungskoeffizienten und es fragt sich, wie sich ein solcher Draht bei Änderung der Temperatur verhalten wird. Die Beantwortung dieser Frage vom Standpunkte der Elastizitätstheorie ist Gegenstand vorliegender Arbeit.

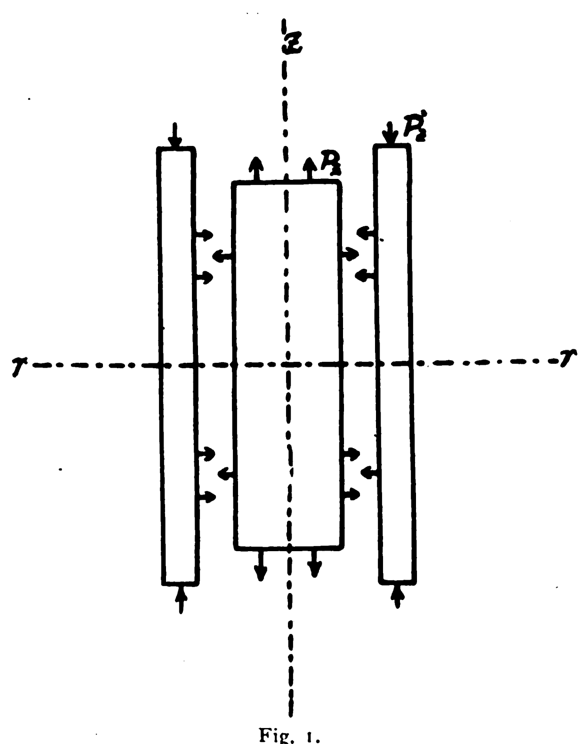


Fig. 1.

Wir nehmen an, daß die beiden Materialien miteinander gut verbunden sind (z. B. verlötet) und auch bei Temperaturwechsel aneinander haften bleiben. Die Folge der verschiedenen Wärmeausdehnung beider Materialien ist nun die, daß diese Materialien bei einer Temperaturänderung elastisch gedehnt, bzw. komprimiert werden. Hat z. B. der Mantel einen größeren Ausdehnungskoeffizienten als der Kern, so muß bei einer Erwärmung der Kern gedehnt, der Mantel komprimiert werden, wenn der Mantel am Kern auch bei der höheren Temperatur haften bleiben soll. Wir legen den Betrachtungen ein so kleines Temperaturintervall zugrunde, daß die bei der Erwärmung auftretenden Spannungen nirgends die Elastizitätsgrenze überschreiten, daß sich also Kern und Mantel wie vollkommen elastische Körper verhalten.

Um die Ideen zu fixieren, nehmen wir an, daß der Ausdehnungskoeffizient des Mantels größer ist, als derjenige des Kernes, was z. B. dann der Fall ist, wenn der Kern aus einer Eisennickellegierung mit einem Ausdehnungskoeffizienten $850 \cdot 10^{-8}$, der Mantel aus Kupfer mit einem Ausdehnungskoeffizienten von rund $1700 \cdot 10^{-8}$ besteht. Würde der Mantel am Kern während der Erwärmung nicht haften bleiben, so würde zwischen Kern und Mantel ein Zwischenraum entstehen, der in Fig. 1 im übertriebenen Maßstabe gezeichnet ist. Tatsächlich wird dieser Zwischenraum durch elastische Deformation des Kernes und des Mantels überbrückt und wir stellen es uns zur Aufgabe, diese Deformationen zu berechnen.

Wir wählen die Achse des Zylnders zur z-Achse und legen die r-Achse wie Fig. 1 andeutet. Wir wählen folgende Bezeichnungen:

E = Elastizitätsmodul,
μ = Elastizitätszahl,
P_r = Spannung senkrecht auf r,
P_z = Spannung senkrecht auf z,
u_r = Verschiebung in der Richtung von r,
u_z = Verschiebung in der Richtung von z,

und zwar die ungestrichelten Buchstaben für den Kern, die gestrichelten für den Mantel. Der äußere Radius des Mantels sei R, der innere sei gleich $m R$. Wir greifen den mittleren Teil des Drahtes heraus, innerhalb dessen man annehmen kann, daß u_r und u_r' nur von r, u_z und u_z' nur von z abhängen. Für diesen Fall lauten die Differentialgleichungen für die Verschiebungen:

$$\frac{d}{d r}\left[\frac{1}{r} \frac{d}{d r}(r u_r)\right] = 0, \tag{1}$$

$$\frac{d^2 u_z}{d z^2} = 0, \tag{2}$$

und ebensolche zwei Differentialgleichungen für die gestrichelten Größen.[1]) Es resultiert daraus mit Berücksichtigung der Beziehungen zwischen den Spannungen und den Verschiebungen für den Kern (Vollzylinder):

$$\frac{u_r}{r} = \frac{1-\mu}{E} P_r - \frac{\mu}{E} P_z, \tag{3}$$

$$\frac{u_z}{z} = \frac{1}{E} P_z - \frac{2\mu}{E} P_r, \tag{4}$$

und für den Mantel (Hohlzylinder):

$$\frac{u_r'}{r} = A + \frac{B}{r^2}, \tag{5}$$

$$\frac{u_z'}{z} = C, \tag{6}$$

[1]) Vgl. z. B. Weber und Gans, „Repertorium der Physik" I, 1, S. 233.

wobei:

$$A = -\frac{1-\mu'}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2} \cdot P_r' - \frac{\mu'}{E'} \cdot P_z', \quad (7)$$

$$B = -\frac{1+\mu'}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2} \cdot R^2 \cdot P_r', \quad (8)$$

$$C = \frac{1}{E'} P_z' + \frac{2\mu'}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2} \cdot P_r'. \quad (9)$$

Hierbei ist in den Gleichungen (7)—(9) unter P_r' der Wert von P_r' für $r = mR$ zu verstehen.

Es sei der thermische Ausdehnungskoeffizient des Kernes α und derjenige des Mantels α' und bezeichnen wir die Differenz $\alpha' - \alpha$ mit $\varkappa$:

$$\alpha' - \alpha = \varkappa. \quad (10)$$

Nehmen wir nun an, unser Manteldraht wird um 1° C erwärmt, so muß hierbei offenbar

$$\left(\frac{u_r}{r}\right)_{r=mR} - \left(\frac{u_r'}{r}\right)_{r=mR} = \varkappa, \quad (11)$$

$$\frac{u_z}{z} - \frac{u_z'}{z} = \varkappa \quad (12)$$

sein. Fügen wir noch hinzu, daß die Kräfte, die der Kern auf den Mantel ausübt, ebenso groß, aber entgegengesetzt sein müssen, wie die Kräfte, die der Mantel auf den Kern ausübt, so erhalten wir zwei weitere Bedingungen, die erfüllt sein müssen:

$$(P_r)_{r=mR} - (P_r')_{r=mR} = 0. \quad (13)$$

$$(mR)^2 \cdot \pi \cdot P_z + (R^2 - m^2R^2) \cdot \pi \cdot P_z' = 0. \quad (14)$$

Aus den vier Gleichungen (11)-(14) lassen sich die vier Konstanten P_r und P_r' (für $r = mR$), P_z und P_z' mit Zuhifenahme von (3) bis (9) als Funktionen von E, μ, E', μ', m und k berechnen.

Uns interessiert vor allem der effektive Ausdehnungskoeffizient des Manteldrahtes. Es ist klar, daß beim Manteldraht der Ausdehnungskoeffizient in der Richtung der z-Achse im allgemeinen ein anderer sein wird, als der Ausdehnungskoeffizient in der Richtung des Radius r. Nennen wir den ersten Ausdehnungskoeffizienten α_z, den zweiten α_r, so ist offenbar:

$$\alpha_z = \alpha' + \frac{u_z'}{z}, \quad (15)$$

$$\alpha_r = \alpha' + \left(\frac{u_r'}{r}\right)_{r=mR} \quad (16)$$

Gleichung (15) und (16) mögen zugleich als Definitionen der effektiven Ausdehnungskoeffizienten in der z- und r-Richtung dienen. Es folgt aus (5) und (6) mit Berücksichtigung von (13) und (14):

$$\alpha_z = \alpha' - \frac{m^2}{1-m^2} \cdot \frac{1}{E'} \cdot (P_z - 2\mu' P_r) \quad (17)$$

$$\alpha_r = \alpha' - \frac{m^2}{1-m^2} \cdot \frac{1}{E'} \cdot (2P_r - \mu' P_z) \quad (18)$$

In einem speziellen Falle kann $\alpha_z = \alpha_r$ sein, nämlich, wenn

$$P_z = 2P_r \quad (19)$$

ist. Die Bedingungen hierfür wollen wir ableiten. Setzen wir in (11) und (12) die Ausdrücke (3)—(6) mit Berücksichtigung von (7)—(9) und (13)—(14) ein, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} -\left(\frac{\mu}{E} + \frac{\mu'}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2}\right) \cdot P_z + \left(\frac{1-\mu}{E} + \frac{1-\mu'}{E'}\right. \\ \left. \cdot \frac{m^2}{1-m^2} + \frac{1+\mu'}{E'} \cdot \frac{1}{1-m^2}\right) P_r = \varkappa, \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{1}{E} + \frac{1}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2}\right) \cdot P_z \\ - 2\left(\frac{\mu}{E} + \frac{\mu'}{E'} \cdot \frac{m^2}{1-m^2}\right) \cdot P_r = \varkappa. \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Aus (20) und (21) lassen sich die Konstanten P_r und P_z als Funktionen von E, μ, E', μ', m und k berechnen und nach Einsetzen der berechneten Werte in (17) und (18), erhalten wir die Ausdrücke für α_z und α_r als Funktionen der elastischen Konstanten beider Materialien und des Verhältnisses m. Die Formeln sind für den allgemeinen Fall sehr kompliziert; die Bedingungen für das Eintreten des speziellen Falles, wo $\alpha_z = \alpha_r$ ist, lassen sich aber leicht ableiten. Setzt man die Beziehung (19) in (20) und (21) ein, so erhält man

$$\frac{1+\mu}{E} = \frac{1+\mu'}{E'} \quad (22)$$

als Bedingung für (19), also auch für $\alpha_z = \alpha_r$. Ist (22) nicht erfüllt, so ist α_z von α_r verschieden und zwar ist $\alpha_r - \alpha_z$ positiv oder negativ je nachdem, ob die Differenz

$$\frac{1+\mu}{E} - \frac{1+\mu'}{E'}$$

negativ oder positiv ist. Ist speziell auch

$$E = E', \quad (23)$$

$$\mu = \mu', \quad (24)$$

so vereinfachen sich sehr die Formeln. Es wird dann nämlich:

$$\alpha_z = a_r = \alpha + (1 - m^2)\varkappa \quad (25)$$

$$= m^2\alpha + (1 - m^2)\alpha' \quad (26)$$

In diesem Falle (und nur in diesem Falle) ist der effektive Ausdehnungskoeffizient von den elastischen Konstanten des Materials unabhängig. Gleichung (26) sagt aus, daß die Zunahme des Volumens des ganzen Drahtes sich additiv aus den Zunahmen der Volumina des Kernes und des Mantels (wie sie ohne elastische Deformation erfolgt wären) zusammensetzt. Mit anderen Worten, benennen wir die Volumenzunahme des Kernes und des Mantels infolge der elastischen Deformationen

allein (also von der Wärmeausdehnung abgesehen) mit Δv und $\Delta v'$, so folgt offenbar aus (26)

$$\Delta v + \Delta v' = 0. \tag{27}$$

Gleichung (27) läßt sich auch direkt mit Hilfe der Gleichungen (3)—(6) verifizieren.

Wir wollen noch den speziellen Fall diskutieren, wo

$$m^2 E \quad \text{groß gegen} \quad (1 - m^2) E' \tag{28}$$

ist, wo also

$$\frac{1}{m^2 E} \quad \text{gegen} \quad \frac{1}{(1 - m^2) E'}$$

vernachlässigt werden kann. In diesem Falle wird

$$\alpha_z = \alpha \tag{29}$$

$$\alpha_r = \alpha + \frac{(1 + \mu') \cdot (1 - m^2)}{1 + m^2 - 2 \mu' m^2} \cdot \varkappa \tag{30}$$

So ist z. B. für $\mu' = 0{,}25$, $m^2 = 0{,}9$

$$\alpha_r = \alpha + 0{,}086 \cdot \varkappa,$$

und für $\mu' = 0{,}25$, $m^2 = 0{,}8$

$$\alpha_r = \alpha + 0{,}179 \cdot \varkappa.$$

Es ist also in diesem Falle stets α_r größer als α_z. Im allgemeinen Falle, wo die Einschränkung (28) nicht gilt, sind die Formeln unübersichtlich. Wir wollen daher nur noch ein spezielles Zahlenbeispiel durchrechnen. Wir nehmen an

$$E = 15000 \text{ kg/mm}^2 \quad E' = 10000 \text{ kg/mm}^2$$

$$\mu = \mu' = 0{,}25.$$

Dies sind die beiläufigen Zahlen für einen Draht, dessen Kern aus einer Eisennickellegierung mit 45 % Nickel und dessen Mantel aus Kupfer besteht. In diesem Falle wird

$$\alpha_z = \alpha' - m^2 \cdot \frac{3}{2 + m^2} \cdot \varkappa \tag{31}$$

$$\alpha_r = \alpha' - m^2 \cdot \frac{12{,}75 \cdot (1{,}47 + m^2)}{(2 + m^2) \cdot (9{,}5 + m^2)} \cdot \varkappa \tag{32}$$

Man überzeugt sich leicht, daß der Bruch

$$\frac{12{,}75 \cdot (1{,}47 + m^2)}{(2 + m^2) \cdot (9{,}5 + m^2)}$$

nur wenig von 1 verschieden ist, so das für α_r geschrieben werden kann

$$\alpha_r = \alpha' - m^2 \varkappa. \tag{32a}$$

Für die Differenz $\alpha_r - \alpha_z$ erhalten wir

$$\alpha_r - \alpha_z = \frac{m^2(1 - m^2)}{2 + m^2}. \tag{33}$$

Für $m = 0{,}8$, $m^2 = 0{,}64$ ist beispielsweise

$$\alpha_z = \alpha' - 0{,}727 \cdot \varkappa$$

$$\alpha_r = \alpha' - 0{,}640 \cdot \varkappa$$

$$\alpha_r - \alpha_z = 0{,}087 \cdot \varkappa.$$

Zum Schlusse sei daran erinnert, daß die Formeln nur so lange Gültigkeit haben, als die Elastizitätsgrenze in keinem der beiden Materialien überschritten wird.

(Eingegangen am 3. Mai 1920.)

Zur Kennzeichnung und Benennung der Entladungsvorgänge.

Von W. Schottky.

Es sind neuerdings verschiedene Entladungsarten bekannt geworden, die gewisse Merkmale der früher unterschiedenen Entladungserscheinungen (Vakuumentladung, Glimmentladung, Bogenentladung usw.) in einer für konservative Naturen gewissermaßen ärgerlichen Weise miteinander vermischen. So haben z. B. die neueren „Edelgas-Lichtbogenlampen" an den durch die Entladung selbst punktweise zum Glühen und Verdampfen gebrachten Kathoden ganz den Charakter einer Bogenentladung; diese Vorgänge werden jedoch durch gewisse künstliche Mittel verhindert, in den Hauptweg der Entladung einzudringen, und man hat hier nur Elektronen und ionisiertes Edelgas bei niedriger Gesamttemperatur, so daß man in diesem Teil der Entladungsbahnen von einer gewöhnlichen Glimmentladung sprechen würde. Oder man hat eine künstlich erhitzte Kathode in einem Gasraum; außer der Glühkathodenentladung treten dann noch — wie bei der Glimmentladung — Gasionisationen auf, die den Glühkathodenstrom mehr oder weniger vergrößern; die positiven Gasionen können ihrerseits wieder nach Art der gewöhnlichen Glimmentladung neue Elektronen aus der Kathode herausschlagen, oder sie können die Kathode lokal überheizen und dadurch eine Art Bogenentladung mit verdampfendem Kathodenmaterial herbeiführen.

Unter diesen Umständen wird die Frage, ob man irgendeine Entladungsart den oder jenen der früheren Gesamttypen zuzuordnen hat, zu einem reinen Wortstreit ausarten, und es erweist sich als notwendig, zur Kennzeichnung einer Entladungsart so viel Elemente des Vorganges anzugeben, als unabhängig voneinander auftreten können.

Der nächstliegende Vorschlag scheint mir dann folgender: Man unterscheide die Entladungen nach dem Entstehungsort (Kathode, Gasstrecke oder Anode), der Entstehungsart (thermisch oder nicht thermisch) und nehme dazu noch die frühere Einteilung in selbständige und unselbständige Entstehungsart der Ladungsträger, wobei man aber nach meinem Gefühl, die etwas undeutlichen Wörter „selbständig" und „unselbständig" besser

vermeiden wird und lieber unterscheiden wird zwischen „durch die Entladung selbstgespeisten" und „fremdgespeisten" Quellen der Elektrizitätserzeugung.

Nach diesem Prinzip wird man die Entladungsvorgänge einteilen in kathodische, anodische und Gasstreckenentladungen, sowie sämtliche Kombinationen dieser drei Elemente. Die kathodischen Entladungsvorgänge wird man, wenn die Zahl der negativen Elektrizitätsträger durch ein thermisches Gleichgewicht bestimmt ist, „kathotherm" nennen; entstehen dagegen die negativen Teilchen an der Kathode durch einen einseitig verlaufenden Prozeß (alle Arten von Wellenstrahlung, Korpuskularstrahlung, einseitig verlaufende chemische Reaktionen), so möchte ich die Bezeichnung „kathodrom" vorschlagen (δρόμος = Lauf). Ebenso wird man nach ihrer Entstehungsart die Bildung elektrischer Teilchen innerhalb der G a s s t r e c k e unterscheiden als „hodotherme" (ὁδός = Weg) (Elektrizitätsleitung in erhitzten Gasen, Dämpfen, Flammen) und „hododrome" (Ionisierung durch Wellenstrahlung, Korpuskularstrahlung, einseitige chemische Reaktionen). Endlich ist noch die „anotherme" und „anodrome" Elektrizitätsbildung ins Auge zu fassen, obgleich man von diesen Vorgängen bis jetzt verhältnismäßig wenig beobachtet hat.

Bei jeder dieser Entladungsarten, die natürlich auch in allen möglichen Kombinationen auftreten können, ist dann wieder zu unterscheiden, ob es sich um einen durch die Entladung selbstgespeisten oder fremdgespeisten Vorgang handelt. Hierfür schlage ich die auch sonst übliche Einfügung der Wörter auto und allo in das Kennwort der Ladung vor. Also: katautotherm, katautodrom, katallotherm, katallodrom, hodautotherm usw. Doch möchte ich auf diese Bezeichnungen an sich kein besonderes Gewicht legen; die Hauptsache ist, daß s a c h l i c h die Entladungsvorgänge irgendwie entsprechend der gegebenen Einteilung charakterisiert werden.

Einige Beispiele: Der obenbeschriebene Edelgaslichtbogen: katautotherm, hodautodrom; die gewöhnliche Glimmentladung: katautodrom, hodautodrom. Die verschieden Arten der Glühkathoden-Gasentladung: katallotherm mit mehr oder weniger starkem hodautodromen, katautodromen oder katautothermen Einschlag. Flammenleitung: hodallotherm mit hodallodromen Begleiterscheinungen (infolge einseitig verlaufender Reaktion in der Flamme), ferner gegebenenfalls hodautodromen Effekten (Stoßionisierung durch die bewegten Ladungen bei stärkeren Feldern) sowie katallothermen und anallothermen Vorgängen (sofern die Elektroden nicht gekühlt sind) usw. Im Kohlelichtbogen werden wohl so ziemlich alle sich selbstspeisenden („auto"-) Vorgänge vertreten sein. Quecksilberdampfbogen: katautotherm, hodautodrom (keine merklichen hodautothermen und Anodeneffekte).

Natürlich sind zur vollständigen Charakterisierung der Entladungsvorgänge noch andere Einteilungen nützlich und notwendig. So wird es einen Unterschied machen, ob sich der Dampf der Kathode und Anode wesentlich an der Entladung beteiligt oder nicht, ferner wird man je nach der Beziehung zwischen freier Weglänge und Ionisierungspotential, nach dem Auftreten oder Nichtauftreten von „Doppelstößen", nach dem edlen oder unedlen Charakter des Gases im Entladungsraum, ganz verschiedene Gesamtbilder haben. Auch die Zusammenfassung ganzer Gruppen von Entladungen nach gewissen äußerlichen Merkmalen wie „brennenden", „zündenden" und „zündlöschenden" (disruptiven) Entladungen kann zweckmäßig sein. Doch scheint mir das oben gegebene Einteilungsprinzip als Unterbau für jede genaue Charakterisierung der Entladungsvorgänge unumgänglich notwendig zu sein, und es würden vielleicht viel Wortgefechte und Patentstreitigkeiten vermieden werden können, wenn jeder technische Physiker in solchem Streitfalle angeben wollte, durch welche der genannten Merkmale er den von ihm ins Feld geführten Sammelbegriff zu charakterisieren wünscht.

(Eingegangen am 29. März 1920.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

G r a m m e l, R., Der Kreisel. Seine Theorie und seine Anwendungen. 350 S., 131 Abb. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. M. 32,—.

U l b r i c h t, R., Das Kugelphotometer. (Ulbrichts Kugel.) IV u. 110 S, 31 Abb., 3 Tafeln. R. Oldenbourg, München 1920. Geh. M. 24,—, geb. M. 28,—.

R a m a n, C. V., On the mechanical theory of the Vibrations of Bowed Strings and of musical instruments of the violin family, with experimental verification of the resultats. Part. I. III u. 158 S., 25 Tafeln, 28 Fig. Indian-Association for the Cultivation of Science, Calcutta 1918.

W i n k l e r, E., Die Funkentelegraphie im Inlandverkehr des Einzelstaates. 47 S. Carl Harbauer, Wien und Leipzig 1920.

La T. S. F. M o d e r n e, Revue Mensuelle, Mai 1920 Nr. 2. 64 S. Paris 1920. Administration de la Revue.

M i y a g i, O., Researches on the theory of the Action of Centrifugal Pump Impellers, aus: The Technology Reports of the Tohoku Imperial University, Sendai, Japan. Vol. I, Nr. 1. 100 S, 25 Fig. Maruzen Company, Ltd. Tokio and Sendai 1920.

P a t s c h k e, A., Umsturz der Einsteinschen Relativitäes theorie. 36 S. Wilmersdorf 1920. Selbstverlag d Verfassers.

M e w e s, R., Wissenschaftliche Begründung der Raumzeitlehre oder Relativitätstheorie. 110 S. Verlag R. Mewes, Berlin 1920.

W i g g e, H., Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie. 57 S. S.-A. a. d. Ing.-Ztg. „Das Polytechnikum", Köthen (Anh.) 1920.

Besprechungen.

Die Technik im Weltkriege. Unter Mitwirkung von 45 technischen und militärischen fachwissenschaftlichen Mitarbeitern herausgegeben von M. Schwarte, Generalleutnant z. D. X und 610 S. 24 Tafeln. Berlin 1920, Mittler & Sohn. Geb. 33,— M.

Ein hochinteressantes, ein stolzes, ein freimütiges, auch ein wohlausgestattetes und relativ billiges Buch, das sicher viele Freunde finden wird! Es sachlich im Einzelnen nachzuprüfen, ist natürlich im Rahmen einer kurzen Besprechung ganz unmöglich. Im übrigen macht es auch in dieser Beziehung einen recht guten Eindruck. Es berücksichtigt sowohl den Land- wie den Seekrieg. Was über die technischen Hilfsmittel der Entente bekannt geworden ist, wird ausgiebig herangezogen. Charakteristisch für die Anlage ist die in allen Kapiteln streng durchgeführte Teilung der Probleme in rein militärwissenschaftliche und technische, die getrennt von militärischen und technischen Sachkundigen behandelt werden. Daß hierbei manches zweimal gesagt wird, ist jedenfalls das kleinere Übel gegenüber einer etwa beides in einen Topf werfenden Darstellung.

A. Kreichgauer.

Schwarz, Robert, **Feuerfeste und hochfeuerfeste Stoffe**, 43. Heft der Sammlung: Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1918. 8⁰. IV und 44 Seiten mit 9 Abbildungen.

Dieses kurz gefaßte Buch ist eine für den Praktiker sehr bequeme und übersichtliche Zusammenstellung der Eigenschaften und Zusammensetzung der feuerfesten und hochfeuerfesten Materialien.

Wohl am wichtigsten ist Abschnitt 2, der die Zusammenhänge zwischen Konstitution und chemischen und physikalischen Eigenschaften behandelt und Abschnitt 3, welcher die wichtigsten Gruppen der feuerfesten Stoffe, die Silikate, behandelt, während in den Abschnitten 4 und 5 (feuerfeste Oxyde bzw. Karbide und Nitride) noch viel Zukunftsmusik steckt, wenngleich es wichtig und interessant ist, deren Eigenschaften und die Grenzen des Erreichbaren kennen zu lernen.

Das Gebiet der feuerfesten Silikate allein ist natürlich schon so umfangreich, daß es Bände füllen könnte. Es ist daher klar, daß es sich hier nur um einen Überblick über die wichtigsten Punkte handeln kann, und in diesem Sinne ist das Buch ausgezeichnet. Allerdings vermißt man ein, wenn auch nur kurzes Eingehen auf Kohle und Graphit, deren Feuerfestigkeit doch auch als hoch zu bezeichnen und deren Anwendungsgebiet recht umfangreich ist.

Georg Gehlhoff.

Duffing, G., **Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung**. Sammlung Vieweg. Heft 41/42. VI und 134 S., 23 Abb. Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1918. Geh. 5,— M. und T.-Z.

Die von C. F. Gauss gegebene Theorie der Differentialgleichung der harmonischen Schwingung hat seit langem in den Kreis des technischen Wissensstoffs Eingang gefunden. Die Entwicklung der Technik hat nun zu der Erkenntnis geführt, daß die harmonische Schwingungsgleichung nur ein angenähertes Bild der wirklichen Schwingungsvorgänge liefert. Sie setzt voraus, daß die Eigenfrequenz des schwingenden Systems eine unveränderliche Größe sei. Diese Voraussetzung trifft bei zahlreichen Fragestellungen aus der Elektrotechnik und dem Maschinenbau nicht zu. Bei elektrischen Schwingungsvorgängen hat das Vorhandensein von Eisenkernen, bei mechanischen Vorgängen die beschränkte Gültigkeit des Hookschen Gesetzes eine Abhängigkeit der Eigenschwingungszahl vom Ausschlag zur Folge.

Die mathematische Behandlung derartiger Vorgänge ist zurzeit noch in der Entwicklung begriffen. Das, was wir bis jetzt sicher wissen und praktisch anwenden können, bietet die Arbeit von Duffing, die in dankenswerter Weise den in zahlreichen Einzelschriften verteilten Stoff der Leserwelt zugänglich macht, daneben auch eigene theoretische und experimentelle Beiträge gibt.

Das Eindringen in das schwierige Gebiet hat der Verfasser dadurch erleichtert, daß er eine Erörterung der harmonischen Schwingungsgleichung in eigenartiger Form vorausschickt und erst dann die pseudoharmonische Schwingung mit der Methode der sukzessiven Annäherungen behandelt. Besonders belehrend ist fernerhin die Gegenüberstellung der wesentlichen Eigenschaften der beiden Schwingungsarten (S. 74), sowie für den Mathematiker in erster Linie beziehungsreich die Benutzung der elliptischen Funktionen zu Kontrollrechnungen.

Das Studium dieses zeitgemäßen Buches kann sowohl dem wissenschaftlich arbeitenden Ingenieur, wie auch dem Mathematiker, der sich für die Weiterentwicklung der nicht harmonischen Schwingungstheorie interessiert, angelegentlich empfohlen werden.

W. Hort.

Grebe, L., **Spektroskopie**. Nat. u. G.-W. Nr. 284. 2. A. 63 Fig. i. T. 2 Tfln. B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin 1919.

Eine gemeinverständliche, leichtfaßliche Darstellung der Spektroskopie unter Berücksichtigung der neueren Entwicklungen wie Dopplereffekt, Zeemaneffekt, Starkeffekt, der Elektronentheorie bis zu den neuesten Vorstellungen von Bohr, der Farbentheorie der Körper, Reflexion, Fluoreszenz und Phosphoreszenz, der Röntgenspektroskopie, nebst den Anwendungen in der Astrophysik, der optischen Pyrometrie, der Beleuchtungstechnik, beim Bessemern und in der Gerichtsmedizin.

L. C. Glaser.

Döry, J., **Einphasenbahnmotoren**. Sammlung Vieweg 44. IV u. 92 S., 75 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1919. Geh. M. 6,— u. T.-Z.

Der Verfasser, dem eine langjährige Beschäftigung mit dem Gegenstand zu gute kommt, stellt sich die Aufgabe, den verschiedenen Wegen, die die Entwicklung der Einphasenbahnmotoren beschritten hat, das gemeinschaftliche Prinzip abzugewinnen. Er behandelt zunächst die Ausgangspunkte der Entwicklung — Gleichstrommotor — Einphaseninduktionsmotor — Transformator —, um dann die Grundfragen, an denen die Entwicklung der Einphasenbahnmotoren hängt, nämlich Kommutierung und Leistungsfaktor (Untersuchung der Kompensation und Transformatorspannung) zu erörtern. Im letzten Abschnitt werden als Nutzanwendung aus der Erörterung verschiedene Beispiele behandelt.

Die Lösung der Aufgabe, die sich der Verfasser stellt, kann als geglückt bezeichnet werden. Auch der Fachmann, der das Gebiet kennt, wird das Erscheinen der kleinen Schrift begrüßen, die sich durch Einheitlichkeit der Darstellung und Übersichtlichkeit sowie durch zahlreiche Figuren schematischer und konstruktiver Art kennzeichnet.

H. Hochschild.

Berndt, G., **Physikalisches Wörterbuch**. Teubners kleine Fachwörterbücher Nr. 5. 200 S., 81 Fig. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Umfaßt 2500 Stichworte auf allen Gebieten der theoretischen und angewandten Physik in gedrängter textlicher Kennzeichnung, die für die Gelegenheitsbelehrung interessierter Nichtphysiker ganz ausreichend und brauchbar sein dürfte.

W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Preis George Montefiore. Das „Institut électrotechnique Montefiore“ in Lüttich, Rue Saint Gilles 31, schreibt für das Jahr 1921 einen internationalen Preis aus im Betrage von etwa 4500 frcs. Preisgekrönt wird die beste Originalarbeit über die wissenschaftlichen Fortschritte und die technischen Anwendungen der Elektrizität. Populäre oder



Sammelschriften sind ausgeschlossen. Die Arbeiten müssen französich oder englisch abgefaßt sein und gedruckt oder mit der Maschine geschrieben eingereicht werden.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. Hans Goldschmidt, der Erfinder der Aluminothermie, wurde zum Vorsitzenden des Reichsausschusses der Akademischen Berufsstände gewählt.

Berlin. Zur Wiederbesetzung des durch den Übertritt von Prof. Caratheodory in den griechischen Hochschuldienst erledigten Lehrstuhls für Mathematik an der Universität Berlin ist Prof. Dr. Erich Hecke von der Hamburgischen Universität berufen worden.

Berlin. Der Vorsitzende im Aufsichtsrat der Siemens-Schuckertwerke, Karl Friedrich von Siemens und der Inhaber der Firma J. D. Möller in Wedel bei Hamburg, Hugo Möller, sind zu Mitgliedern des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt berufen.

Berlin. Prof. Dr. Ernst Riesenfeld von der Freiburger Universität ist zum planmäßigen a. o. Professor und Abteilungsvorsteher am physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin ernannt worden.

Bern. Dipl.-Ing. R. Gsell, Berlin-Grünau, wurde als technischer Berater an das eidgenössische Luftamt in Bern berufen.

Breslau. Prof. Dr. E. Waetzmann wurde zum o. Prof. für Physik an der Technischen Hochschule zu Breslau ernannt.

Dresden. Prof. Dr.-Ing. K. Neumann wurde zum o. Prof. der Wärmewirtschaft an der Technischen Hochschule in Dresden ernannt.

Dresden. Zum Nachfolger von Staatsrat Prof. Grübler auf dem Lehrstuhl für Mechanik an der Technischen Hochschule zu Dresden wurde Prof. Dr. K. Wieghardt von der Technischen Hochschule Wien berufen.

Göttingen. Zum Nachfolger des verstorbenen Geh. Reg.-Rats H. Th. Simon auf dem Lehrstuhl für angewandte Elektrizität an der Universität Göttingen ist Prof. Dr. Max Reich berufen.

Göttingen. Der durch die Berufung von Prof. Dr. Erich Hecke nach Hamburg erledigte Lehrstuhl der Mathematik an der Göttinger Universität ist Prof. Dr. Richard Courant in Münster angeboten worden.

Göttingen. Prof. Max Born hat einen Ruf an die Göttinger Universität als Nachfolger von Prof. Debye angenommen.

Göttingen. Zum Nachfolger von Prof. W. Voigt auf dem Lehrstuhl der Physik an der Universität Göttingen ist Prof. Dr. James Franck, Privatdozent an der Berliner Universität, Mitglied und Abteilungsvorsteher des Kaiser Wilhelm-Instituts für Physikalische Chemie in Berlin-Dahlem, berufen worden.

Leipzig. Der Ordinarius der Geometrie an der Universität Leipzig, Geh. Hofrat Prof. Dr. Karl Rohn ist im 66. Lebensjahre gestorben.

München. Im Alter von 58 Jahren starb der langjährige Vertreter der Maschinenbaukunde und der Kinematik an der Technischen Hochschule in München, Prof. Wilhelm Lynen.

München. Der durch den Rücktritt von Geh. Hofrat Dr. A. Föppl erledigte Lehrstuhl für Mechanik an der Münchener Technischen Hochschule ist Prof. Dr. Ludwig Prandl in Göttingen angeboten worden.

Münster. Zur Wiederbesetzung des Lehrstuhls für theoretische Physik an der Universität Münster wurde Prof. Dr. E. Madelung in Kiel berufen.

Rostock. Der ord. Honorarprofessor für angewandte Mathematik (theoretische Physik) an der Universität Rostock Dr. Rudolf H. Weber ist im 46. Lebensjahre gestorben.

Würzburg. Der durch die Berufung von Prof. W. Wien nach München erledigte Lehrstuhl für Experimentalphysik in Würzburg wurde Prof. J. Stark in Greifswald angeboten.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V.

Einladung

zur ersten Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V.

in der Zeit vom 19. bis 25. September 1920 in Nauheim, zugleich mit der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte.

Ort der Sitzung: Badehaus 8.

Unsere Gesellschaft hält ihre erste Jahrestagung im Rahmen der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Nauheim in der Zeit vom 19. bis 25. September 1920 ab, wozu wir Sie höflichst einladen.

Wir erwarten von unseren Mitgliedern, daß sie trotz der gegenwärtigen Schwierigkeiten es ermöglichen werden, möglichst zahlreich zu unserer Jahrestagung, für die technischen Physiker überhaupt die erste größere Versammlung seit dem Kriege, zu erscheinen, um das rege wissenschaftliche Leben in Deutschland aufs neue zu dokumentieren.

Die Stadt Nauheim rechnet es sich zur Ehre an, sämtliche Teilnehmer der Versammlung kostenlos unterzubringen. Die Teilnahme ist Herrn W. Schaller, Carlton-Palast-Hotel in Nauheim, anzuzeigen Die Wohnungskarte ist in Nauheim in dem dem Bahnhof gegenüber liegenden Wohnungsnachweis Seegers Hotel Imperial abzuholen.

Die Verpflegung ist einheitlich geregelt. Die Hotels und Pensionshäuser sind in drei Gruppen eingeteilt mit folgenden Preisen:

	Gruppe	I	II	III
Frühstück	Mk.	3,—	3,—	3,—
Mittagessen	„	16,—	13,—	9,—
Abendessen	„	15,—	12,—	8,—
Täglich zusammen	Mk.	34,—	28,—	20,—

Weitere Nebenkosten außer dem üblichen Bedienungsgeld (Trinkgeld) kommen nicht in Anrechnung. Der gewünschte Verpflegungssatz ist bei der Anmeldung aufzugeben.

Denjenigen Teilnehmern, welche in Häusern ohne Mittag- und Abendessen (Bürgerquartier mit Frühstück) untergebracht sind, stehen folgende Restaurants zur freien Wahl:

I. Gruppe: Mittagessen Mk. 16,—
Abendessen „ 15,—
Kurhaus-Restauration.

II. Gruppe: Mittagessen Mk. 13,—
Abendessen „ 12,—
Teichhaus-Restauration,
Seegers Hotel Imperial,
Hotel Burk,
Eisenbahn-Hotel,
Sprudel-Hotel-Restauration.

III. Gruppe: Mittagessen Mk. 9,—
Abendessen „ 8,—
Hotel Reichshof,
Hotel Miller.

Brot- und Fleischkarten sind mitzubringen.

Es wird unsererseits noch versucht, für unsere Gesellschaft einen gemeinsamen Mittag- und Abendtisch zu erzielen.

Um eine Übersicht über die Beteiligung zu erhalten, bitten wir Sie nochmals, Ihre Beteiligung an der Jahrestagung dem unterzeichneten Vorsitzenden anzumelden.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.



Programm
der ersten Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. in Nauheim. Ort der Sitzung Badehaus 8.

Montag, den 20. September 1920, $2^1/_2$ Uhr.

Tagesordnung (Erste Sitzung):

1. Bericht des Vorstandes (Dr. Gehlhoff).
2. Bericht über die Zeitschriften (Dr. Mey).

Vorträge:

3. Dr. Weidert: „Herstellung des optischen Glases und seine Eigenschaften".
4. Dr. Glaser: „Technische Spektralanalyse".
5. Dr. Schering: „Über ein neues hochempfindliches Photometer".

Mittwoch, den 22. September 1920, vormittags $9^1/_2$ Uhr,
gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Tagesordnung (Zweite Sitzung):

1. Geschäftssitzung.
2. Zeitschriftenfragen.

Donnerstag, den 23. September 1920, 3 Uhr.

Tagesordnung (Dritte Sitzung):

1. Dr. Rukop: „Moderne Methoden der Schwingungserzeugung".
2. Dr. Hecht: „Technische Akustik mit besonderer Berücksichtigung der Unterwasserschallsignalgebung".

Freitag, den 24. September 1920, vormittags 9 Uhr.

Tagesordnung (Vierte Sitzung):

1. Dr. Leithäuser: „Schwingungserzeugung mittels eines Zweielektronenröhrensystems und Anwendung auf den Schreibempfang in der drahtlosen Telegraphie".
2. Dr. Dannmeyer: „Elektrische Einrichtung von Leuchtschiffen mit besonderer Berücksichtigung von optischen und akustischen Verhältnissen".
3. Dr. Busch: „Widerstände mit rückfallender Charakteristik".

Freitag, den 24. September 1920, nachmittags 4 Uhr,
gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Tagesordnung (Fünfte Sitzung):

1. Dr. Gehlhoff: „Neue Projektionslampen".
2. Dr. Schröter: „Technische Anwendungen stromleitender Edelgase".

Änderungen vorbehalten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. F. Eckert, Berlin:
Herr Karl Küppers, Chemiker, Aachen, Hubertusstraße 58.
Herr Arthur Wuromus, Ingenieur, Teltow, Lindenstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Oskar Arendt, Berlin W. 50, Kurfürstendamm 227.
Herr Heinrich Beck, Meiningen, Nachtigallenstr. 13.
Firma C. Conradty, Nürnberg.
Herr Johannes Mahrenholz, Studienrat, Cottbus, Kaiser Friedrichstraße 116.
Herr Dr. M. Moeller, Berlin W., Kleiststraße 9.
Herr Dr. O. Oettgen, Cottbus, Dresdenerstraße 133.
Herr Dr. Ernst Seckelsohn, Berlin W. 30, Landshuterstraße 36.
Herr Dr. Martin Sjöström, Upsala (Schweden).

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Geh. Reg.-Rat Dr.-Ing. e. h. Prof. M. Rudeloff, Direktor des staatlichen Materialprüfungsamtes, Berlin-Lichterfelde-West.

Seitens des Herrn Prof. Dr. F. Jentzsch, Gießen:
Herr Dr. Dannmeyer, Hamburg-Groß-Borstel, Moorweg 50.
Herr Dr. Ottomar Hartleb, Hamburg 20, Ludolfstraße 42.

Seitens des Herrn Dr. P. P. Koch, Hamburg:
Herr Dr. Ludw. Müller, Hamburg 19, Gabelsbergerstraße 2.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Pirani, Berlin:
Fräulein Dr. Ellen Lax, Charlottenburg, Leibnizstraße 18[1].

Seitens des Herrn Direktor Richter, Kiel:
Herr W. Schaller, Ingenieur, Kiel, Frankestraße 20.
Herr Dr. Glötscher, i. Fa. Anschütz & Co., Neumühlen-Dietrichsdorf bei Riel.

Seitens des Herrn F. Thilo, Leipzig:
Herr Prof. Dr. Teichmüller, Karlsruhe, Beleuchtungstechnisches Institut der Technischen Hochschule.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Dr. Brendler, Hamburg, Marienthalerstraße 142.
Herr Dr. Otto Eppenstein, Mitarbeiter der Firma Carl Zeiß, Jena.
Herr Friedrich Gross, Oberlehrer, Berlin-Wilmersdorf, Sigmaringerstraße 26.
Herr Haarmann, Marineoberstabsingenieur a. D., Hamburg, Schürbeckerstraße 2.
Herr Prof. Dr. Christian Jensen, Hamburg, Phys. Staatslaboratorium, Jungiusstraße 9.
Herr Dr. Karl Kieser, Beuel a. Rh., Kaiserstraße 45.
Herr Dr. Paul Neubert, Elberfeld, Gustavstraße 11.
Körperschaft Physikalisches Institut der Universität, Berlin NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
Herr Dr. Alfred Reis, Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Händelstraße 22.
Herr Dr. phil. Walter Reiss, Funkenstation Lärz bei Mirow in Mecklenburg.
Herr Dr.-Ing. Edwin Schwerin, Assistent an der Technischen Hochschule Berlin, Abteilungsleiter an der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Charlottenburg, Schillerstraße 62.
Herr Settegast, Ingenieur, Kiel, Kleiststraße 14.
Herr Dr. Günther Thilo, Friedenau, Kaiser-Allee 99 bis 100.
Herr cand. phil. Herbert Unglaube, Hamburg, Goldbachufer 29.
Herr Dr. Theo Volk, Friedenau, Südwestkorso 8.
Herr Prof. Dr. Weisshaar, Hamburg, Techn. Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.
Herr Prof. Dr. Wilhelm Westphal, Berlin-Zehlendorf, Berlepschstraße 72a.
Herr Professor Dr. Hans Zickendraht, Basel, Türkheimerstraße 3.
Herr Dr. phil. Zimm, Hamburg, Techn. Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

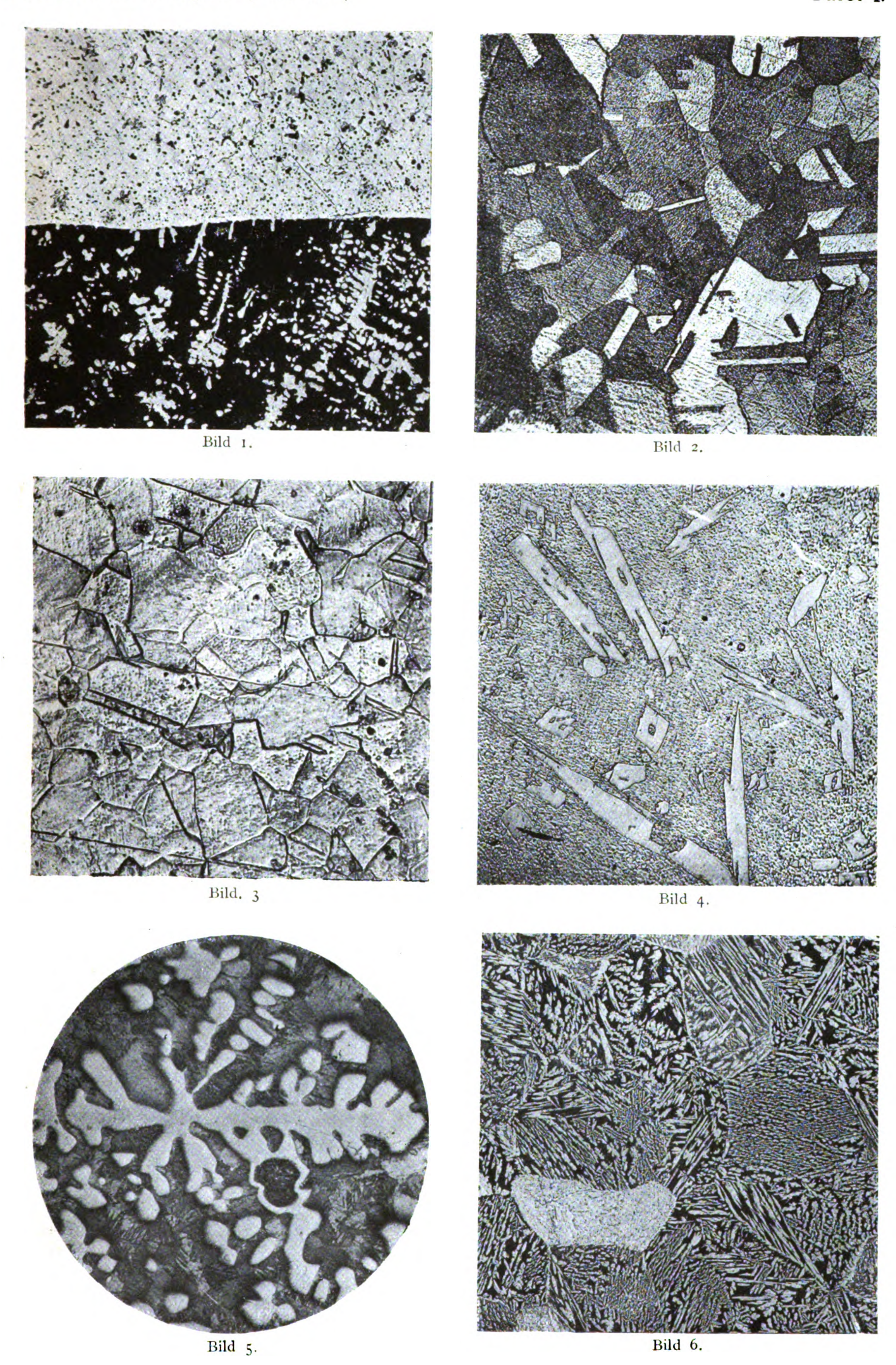


Bild 1.

Bild 2.

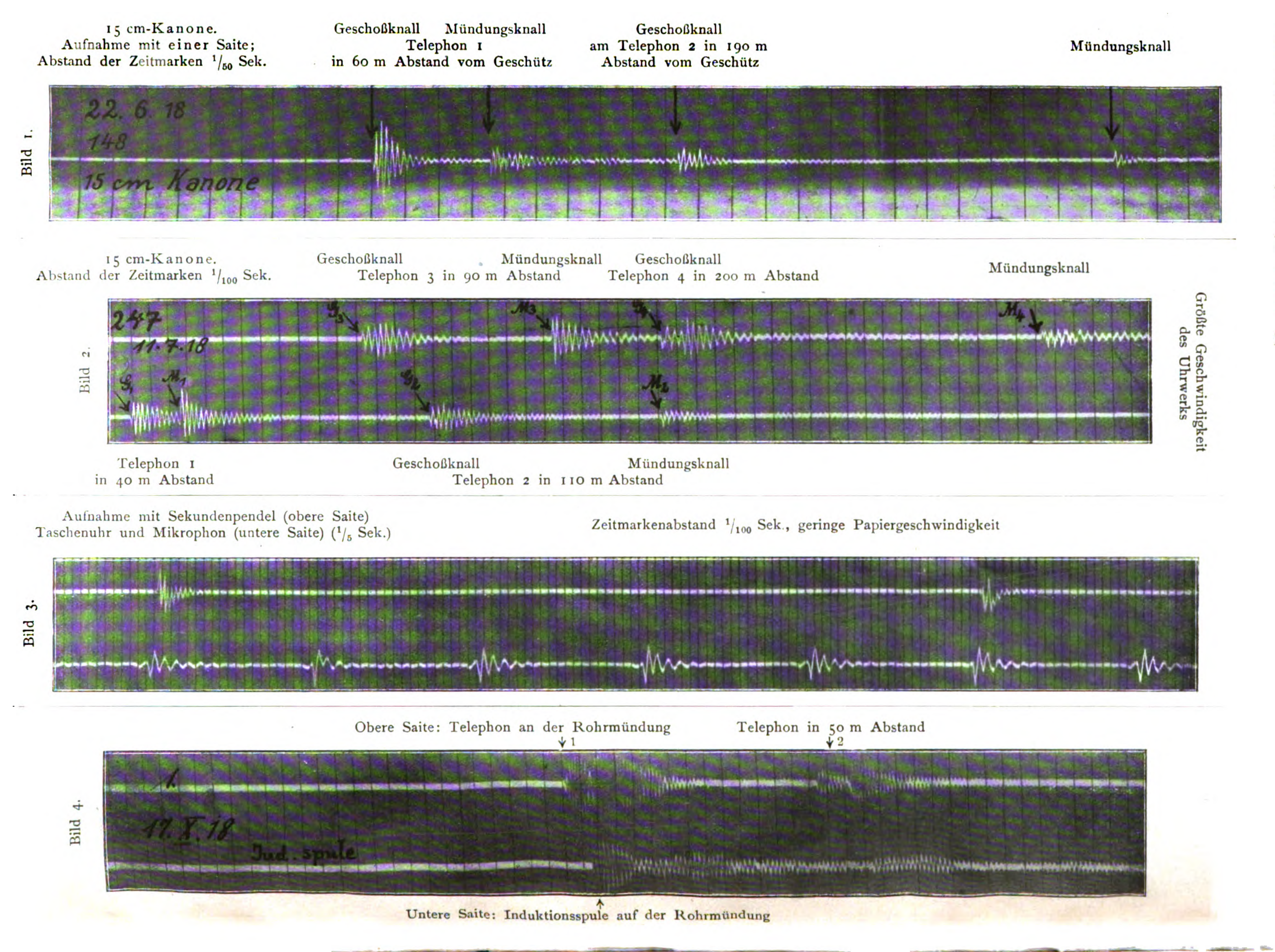
Bild. 3

Bild 4.

Bild 5.

Bild 6.

Johann Ambrosius Barth, Leipzig.


15 cm-Kanone.
Aufnahme mit einer Saite;
Abstand der Zeitmarken 1/50 Sek.
Geschoßknall Mündungsknall
Telephon 1
in 60 m Abstand vom Geschütz
Geschoßknall
am Telephon 2 in 190 m
Abstand vom Geschütz
Mündungsknall
22. 6. 18
148
15 cm Kanone
Bild 1.
15 cm-Kanone.
Abstand der Zeitmarken 1/100 Sek.
Geschoßknall
Telephon 3 in 90 m Abstand
Mündungsknall
Geschoßknall
Telephon 4 in 200 m Abstand
Mündungsknall
Größte Geschwindigkeit
des Uhrwerks
247
11. 7. 18
Bild 2.
Telephon 1
in 40 m Abstand
Geschoßknall
Telephon 2 in 110 m Abstand
Mündungsknall
Aufnahme mit Sekundenpendel (obere Saite)
Taschenuhr und Mikrophon (untere Saite) (1/5 Sek.)
Zeitmarkenabstand 1/100 Sek., geringe Papiergeschwindigkeit
Bild 3.
Obere Saite: Telephon an der Rohrmündung
Telephon in 50 m Abstand
1
11. X. 18
Ind. spule
Bild 4.
Untere Saite: Induktionsspule auf der Rohrmündung

Ausgangselement.		Zugesetztes Ele					
Hauptgruppe	Untergruppe.	Linksgruppe L			Hochschmelzende Gruppe H		
		Alkalimetalle K, Na usw.	Erdalkalimetalle Ca, Sr, Ba usw.	Al, Mg und seltene Erdmetalle	C, B.	Si, Ti, Zr.	Th, V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, U.
Linksgruppe L	Alkalimetalle K, Na. usw.	in Luft und Feuchtigkeit					
	Erdalkalimetalle Ca, Sr, Ba usw.	in Luft und Feuchtigkeit					
	Al, Mg und seltene Erdmetalle	nicht legierbar.	nur kleine Zusätze brauchbar	Technisch wichtige in Luft u. Feuchtigkeit bedingt beständige Leichtlegierungen	spröde Verbindungen. Kl		
Hochschmelzende Gruppe H	C, B		nicht metallisch, sehr spröde mit erdigen Verbindungen.		nicht metallisch, sehr s mit noch spröderen Verb		
	Si, Ti, Zr.		sehr spröde. mit noch s				
	Th, V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, U		Ziemlich sprode, mit spröderen Verbindungen.				Ziemlic spröde
Mittelgruppe M	Mn, Fe, Co, Ni		kleine Zusätze vielleicht brauchbar, darüber hinaus bilden sich Luft unbeständige Verbindungen.	kleine Zusätze brauchbar, vielfach als sehr wertvoll erwiesen.	Kleine Zusätze wirken verfestigend. Zu grosse machen spröde.		
	Cu, Ag.	an der Luft unbeständig			nicht legierbar.	Kleine Zusätze brauchbar, grössere machen spröde.	vielfach nicht legierbar, sonst kleine Zusätze brauchbar.
	Au und Platinmetalle				Kleine Zusätze brauchb grössere machen spröde.		
Niedrigschmelzende Gruppe N	Zn, Cd, Hg.		nur kleine Zusätze oft wertvoll, darüber hinaus bilden sich Luft unbeständige Verbindungen.	Al soweit legierbar erzeugt spröde Verbindungen. / Mg. nur in sehr kleinen Zusätzen möglich darüber hinaus Luft unbeständige Verbindungen.	gar nicht oder nur kleine Zusätze legierbar.		
	Tl, Pb, Bi.				gar nicht oder nur äusserst kleine Zusätze legierbar.		
	Ga, Ge, Jn, Sn, Sb				nicht legierbar.	nur kleine Zusä möglich, spröde Verbindungen.	
Rechtsgruppe R	P, As, Te	Metalloide mit erdigen Verbindungen.				Metalloide	
	N, O, S, Se	Metalloide (z.T. Gase) mit erdigen Verbindungen.				Metalloide (z.T.	
	Fl, Cl, Br, J	Halogene mit salzar					

Joh. Ambr. Barth, Leipzig

Legierungstafel nah

…el II

…ment.

	Mittelgruppe M			Niedrigschmelzende Gruppe N			Rechtsgrppe R		
	Mn, Fe, Co, Ni.	Cu, Ag.	Au und Platinmetalle.	Zn, Cd, Hg.	Tl, Pb, Bi.	Ga, Ge, Jn, Sn, Sb.	P. As. Te.	N, O, S, Se.	Fl, Cl, Br, J.
	nicht haltbar								Schon kleinste Zusätze erzeugen nicht legierbare Verbindungen.
	nicht haltbar								
	…eine Zusätze wirken verfestigend			nur Al-Zn Technisch wichtig / andere chemisch zu unbeständig.	soweit legierbar wegen chemischer Unbeständigkeit unbrauchbar.		schon sehr kleine Zusatzmengen erzeugen meist schädliche oft unlegierbare Verbindungen.		
	…s spröde. …bindungen.	nicht legierbar	nicht metallisch, spröde, mit noch spröderen Verbindungen.	nicht legierbar.			nicht metallisch, spröde mit noch weniger metallischen Verbindungen.		
	…spröderen Verbindungen.						spröde mit noch spröderen, vielfach erdigen Verbindungen.		
	ziemlich spröde, mit spröderen Verbindungen.	nicht legierbar	Ziemlich spröde, mit spröderen Verbindungen.			ziemlich spröde, mit noch spröderen Verbindungen.	Schon sehr kleine Zusätze erzeugen spröde Verbindungen, die abgesehen von einigen Sonderzwecken schädlich wirken.	Schon sehr kleine Zusätze erzeugen spröde Verbindungen, mit mehr oder weniger stark begrenzten Legierbarkeit.	
	wichtige Nutzlegierungen.	mit Cu wichtige Nutzlegierungen. / mit Ag nicht legierbar.	wichtige Nutzlegierungen.	kleine bis reichliche Zusätze wertvoll, darüber hinaus spröde Verbindungen.	meist nicht legierbar.	mässige Zusätze wertvoll, darüber hinaus spröde Verbindungen.			
	mit Cu wichtige Nutzlegierungen. / mit Ag nicht legierbar.	wichtige Nutz und Edellegierungen.			brauchbar, meist ohne Verbindungen.				
	Technisch wichtige Edellegierungen.				kleine Zusätze brauchbar, spröde Verbindungen.				
	mässige Zusätze wertvoll darüber hinaus spröde Verbindungen.			Abgesehen von wenigen Fällen begrenzter Legierbarkeit wichtige Nutzlegierungen; Mischkristallbildungen nur unter nahe verwandten Gliedern. Verbindungen nur bei Cd-Sb und Zn-Sb.					
	meist nicht legierbar.	brauchbar meist ohne Verbindungen.	brauchbar spröde Verbindungen.						
	mässige Zusätze wertvoll, darüber hinaus spröde Verbindungen.								
	…de mit sehr spröden Verbindungen.						Metalloidische Gemische u. Verbindungen.		
	…T. Gase) mit sehr spröden Verbindungen.								
	…rtigen Verbindungen.								

…ch W. Guertler.

Zeitschrift für technische Physik

1920 | Erster Jahrgang | Nr. 10

INHALT:

Originalmitteilungen.

Die Geschwindigkeitsverteilung im Inneren rotierender zäher Flüssigkeiten.

Von Wilhelm Hort.

Die Rotation zäher Flüssigkeiten findet (abgesehen von der Schmierung der Maschinenlager) technische Anwendung bei gewissen Instrumenten zur Messung von Drehbewegungen oder Drehgeschwindigkeiten.

In ersterer Hinsicht sei auf einen Apparat von Otto Schlick zur Messung der Schlingerbewegungen von Schiffen verwiesen, über den in einer späteren Abhandlung ausführlicher zu sprechen sein wird, in letzterer auf die hydrodynamischen Tachometer, etwa nach dem D. R. Patent 71776.

Bei der Beschäftigung mit derartigen Instrumenten schien es mir wünschenswert, Aufschluß über die Verteilung der Geschwindigkeit im Inneren eines mit zäher Flüssigkeit gefüllten Zylinders zu gewinnen, der in unveränderlicher Drehung um seine Achse rotiert.

Die Bewegung meist schwingend rotierender Zylinder ist schon mehrfach Gegenstand von Untersuchungen gewesen im Zusammenhang mit der experimentellen Ermittelung der Reibungskonstante der Flüssigkeiten.[1]) Dabei ist man an der Ermittelung der Geschwindigkeitsverteilung im allgemeinen vorbeigegangen, weil sie zur Durchführung jener Experimente nicht notwendig war, die nur die Geschwindigkeit einer bestimmten Flüssigkeitsschicht in dem Versuchsapparat zu kennen verlangte.

[1]) O. E. Meyer, Über die Reibung der Flüssigkeiten, Crelles Journ. **59**, (1861), 209. — M. Margules, Über die Bestimmung des Reibungs- und Gleitungskoeffizienten aus ebenen Bewegungen einer Flüssigkeit, Wiener Ber. **83**, (1881), 588. — L. Grossmann, Über die Bestimmung der inneren Reibungskonstanten von Gasen und Flüssigkeiten mittels schwingender Scheiben, Ann. d. Phys. N. F. **16**, (1882), 619. — Th. S. Schmidt, Bestimmung der Reibung von Flüssigkeiten, nach der Methode von Maxwell, Ann. d. Phys. N. F. **16**, (1882), 633. — M. M Couette, Etudes sur le frottement des liquides, Ann. phys. chim. (VI) **21**, (1890). 433. — O. E. Meyer, Ein Verfahren zur Bestimmung der inneren Reibung von Flüssigkeiten, Ann. d. Phys. N. F. **43**, (1891), 1.

Wir betrachten also nunmehr die reine Rotationsbewegung der zähen Flüssigkeit in einem zylindrischen Raume des Radius r_0, der sich in axialer Richtung längs der z-Achse (mit dieser gleichachsig) von $z = -h$ bis $z = +h$ erstreckt. Der Raum werde demnach abgegrenzt durch die Zylinderfläche $r = r_0$ und die beiden Ebenen $z = -h$ und $z = +h$. Wie bekannt, läßt sich für die lineare Geschwindigkeit V eines kreisförmigen, der Zylinderachse koaxialen Flüssigkeitsfadens bei Abwesenheit äußerer Kräfte und unter der Voraussetzung laminarer Bewegungen die Differentialgleichung

$$\varrho \frac{\partial V}{\partial t} = \varkappa \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

aufstellen, wo ϱ die Dichte und $\varkappa$ die Zähigkeitszahl der Flüssigkeit bedeutet.

I. Wir setzen als Grenzbedingungen fest:

$$\left.\begin{array}{l} \text{für } r = 0 \\ \quad r = -r_0 \\ \quad z = +h \\ \quad z = -h \end{array}\right\} \text{ soll sein } V = 0,$$

d. h. die Grenzschichten der Flüssigkeit sollen dauernd in Ruhe sein. Als Anfangsbedingung soll gelten:

$$V = V_0 \varphi(r, z) \text{ für } t = 0.$$

Unter diesen Umständen formen wir die Differentialgleichung (1) um durch den Ansatz:

$$V = R Z T, \quad (2)$$

wo

$$R \text{ nur } r, \quad T \text{ nur } t, \quad Z \text{ nur } z$$

enthalten soll.

Mit der Abkürzung $\frac{\varkappa}{\varrho} = a^2$ ergibt sich jetzt, nach Division mit RTZ:

$$\frac{T'}{T} = a^2 \left(\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \frac{R'}{R} - \frac{1}{r^2} + \frac{Z''}{Z} \right). \quad (3)$$

Diese Gleichung wird erfüllt, wenn man T'/T und

Z''/Z je einer beliebigen Konstanten gleich setzt, welche $-\lambda^2 a^2$ resp. $-\mu^2$ sein mögen. Dann zerfällt (3) in drei gewöhnliche Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= -\lambda^2 a^2 T, \\ \frac{d^2 Z}{dz^2} &= -\mu^2 Z, \\ \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} &+ \left(\lambda^2 - \mu^2 - \frac{1}{r^2}\right) R = 0. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Von diesen liefert die erste die Exponentialfunktion:

$$T = e^{-\lambda^2 a^2 t},$$

die zweite die Sinus- resp. Cosinusfunktion:

$$Z = \Big\langle \begin{matrix} \cos \mu z \\ \sin \mu z, \end{matrix}$$

die dritte die Besselsche Funktion erster Ordnung

$$R = \Big\langle \begin{matrix} J_1(kr) \\ K_1(kr) \end{matrix}$$

als Integral, wo für k gilt:

$$k^2 = \lambda^2 - \mu^2.$$

Hier ist die Funktion $K_1(kr)$ (Besselsche Funktion zweiter Art) auszuschließen, weil sie für $r = 0$ unendlich wird. Der allgemeinste Ansatz für V wird demnach

$$\left.\begin{aligned} V = \sum_\lambda \sum_\mu (C_{\lambda\mu} \cos \mu z \\ + D_{\lambda\mu} \sin \mu z) e^{-\lambda^2 a^2 t} J_1(kr). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Damit dieser Ausdruck für $z = \pm h$ verschwindet, ist zu setzen bei $\cos \mu z$

$$\mu = \mu_1 = \frac{(2\nu_1 - 1)\pi}{2h}, \qquad \nu_1 = 1, 2, 3 \ldots$$

bei $\sin \mu z$ dagegen

$$\mu = \mu_2 = \frac{\nu_2 \pi}{h}. \qquad \nu_2 = 1, 2, 3 \ldots$$

Damit der Ausdruck für $r = r_0$ verschwindet, sind die Wurzeln der Gleichung

$$J_1(\varrho) = 0$$

zu bestimmen:

$$\varrho_n \qquad n = 1, 2, 3 \ldots$$

und die k sind wie folgt zu wählen:

$$k_n = \frac{\varrho_n}{r_0}.$$

Hiermit sind aber auch die Werte λ bestimmt:

$$\lambda_1^2 = \frac{\varrho_n^2}{r_0^2} + \frac{(2\nu_1 - 1)^2 \pi^2}{4h^2}, \qquad \begin{matrix} n = 1, 2, 3 \ldots \\ \nu_1 = 1, 2, 3 \ldots \end{matrix}$$

$$\lambda_2^2 = \frac{\varrho_n^2}{r_0^2} + \frac{\nu_2^2 \pi^2}{h^2}. \qquad \begin{matrix} n = 1, 2, 3 \ldots \\ \nu_2 = 1, 2, 3 \ldots \end{matrix}$$

Hier kann man offenbar sowohl ν_1 wie ν_2 durch den Buchstaben m ersetzen und erhält als einen den Grenzbedingungen genügenden Ansatz für V:

$$\left.\begin{aligned} V = \sum_1^\infty{}_n \sum_1^\infty{}_m C_{nm} \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z \\ e^{-\left[\frac{\varrho_n^2}{r_0^2} + \frac{(2m-1)^2 \pi^2}{4h^2}\right] a^2 t} J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) \\ + \sum_1^\infty{}_n \sum_1^\infty{}_m D_{nm} \sin \frac{m\pi}{h} z \\ e^{-\left[\frac{\varrho_n^2}{r_0^2} + \frac{m^2 \pi^2}{h^2}\right] a^2 t} J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right). \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Zur Bestimmung der Koeffizienten C_{nm} und D_{nm} führt jetzt die Anpassung des Ausdruckes (6) an die Anfangsbedingung:

$$V = V_0 \varphi(r, z) \text{ für } t = 0.$$

Danach soll werden:

$$\left.\begin{aligned} V_0 \varphi(r, z) \\ = \sum_1^\infty{}_n \sum_1^\infty{}_m C_{nm} \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) \\ + \sum_1^\infty{}_n \sum_1^\infty{}_m D_{nm} \sin \frac{m\pi}{h} z J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Multipliziert man hier auf beiden Seiten mit $\cos \frac{(2m_1 - 1)\pi}{2h} z\,dz$ und integriert von $-h$ bis $+h$, so verschwinden alle Glieder, bei denen $m_1 \gtrless m$ ist, und es wird:

$$V_0 \int_{-h}^{+h} \varphi(r, z) \cos \frac{(2m-1)}{2h} z\,dz = h \sum_n C_{nm} J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right).$$

Multipliziert man hier auf beiden Seiten mit $J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) \cdot r\,dr$ und integriert von 0 bis r_0, so verschwinden alle Glieder, bei denen $n_1 \lessgtr n$ ist, und es kommt

$$V_0 \int_0^{r_0} \int_{-h}^{+h} \varphi(r, z) \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z\,dz \cdot J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) r\,dr$$

$$= C_{nm} h \int_0^{r_0} r J_1^2\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) dr$$

und demnach wird der Koeffizient C_{nm}

$$
\left.\begin{aligned}
C_{nm} &= \frac{V_0 \int\limits_0^{r_0} \int\limits_{-h}^{+h} r\varphi(r,z) \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z \cdot J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) dz\, dr}{h \int\limits_0^{r_0} r J_1^2 \left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) dr}\,.\\
&\text{Analog wird:}\\
D_{nm} &= \frac{V_0 \int\limits_0^{r_0} \int\limits_{-h}^{+h} r\varphi(r,z) \sin \frac{2m\pi}{2h} z \cdot J_1\left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) dz\, dr}{h \int\limits_0^{r_0} r J_1^2 \left(\varrho_n \frac{r}{r_0}\right) dr}\,,
\end{aligned}\right\} \quad (8)
$$

wo für die unter dem Bruchstrich stehenden Integrale noch $\frac{r_0^2}{2} J_0^2(\varrho_n)$ gesetzt werden kann.

Durch Einsetzen der Werte (8) für C_{nm} resp. D_{nm} in den Ansatz (6) wird die vollständige Lösung der Aufgabe I erhalten.

II. Wir gehen jetzt dazu über, eine von t freie Lösung der Differentialgleichung (1) zu suchen. Diese wird nämlich auch erfüllt durch eine die Gleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) V = 0 \qquad (9)$$

erfüllende, von t freie Funktion.

Die Einführung des Partikularansatzes

$$V_2 = RZ$$

liefert:

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r}\frac{R'}{R} - \frac{1}{r^2} + \frac{Z''}{Z} = 0. \qquad (10)$$

Hier kann man Z''/Z entweder einer positiven oder negativen Konstanten gleich setzen. Wählen wir die letztere Möglichkeit und demzufolge als Konstante $-\mu^2$, so folgen aus

$$Z'' + \mu^2 Z = 0$$

die beiden Lösungen für Z:

$$Z = \begin{cases}\cos \mu z\\ \sin \mu z.\end{cases}$$

Die Gleichung (10) stellt sich in die Form

$$R'' + \frac{1}{r} R' + \left(-\mu^2 - \frac{1}{r^2}\right) R = 0.$$

Diese Differentialgleichung wird befriedigt durch die Besselschen Funktionen der Ordnung Eins mit imaginärem Argument: $J_1(i\mu r)$ und $K_1(i\mu r)$, von denen K_1 wieder auszuscheiden ist.

Als Lösung für V_2 findet sich demnach:

$$V = \sum^{\mu} (C_\mu \cos \mu z + D_\mu \sin \mu z) J_1(i\mu r). \qquad (11)$$

IIa. Diesen Ansatz wollen wir folgenden Grenzbedingungen unterwerfen:

1. $V = V_0$ für $r = r_0$,
2. $V = 0$ „ $z = +h$,
3. $V = 0$ „ $z = -h$.

Wir suchen also diejenige stationäre Flüssigkeitsbewegung, die sich in unserem Flüssigkeitszylinder einstellt, wenn die Zylinderendflächen in Ruhe sind und die Zylindermantelfläche mit der an ihr haftenden Flüssigkeitsschicht sich mit der Peripheriegeschwindigkeit $V = V_0$ bewegt.

Um zunächst die cos- und sin-Funktion für $z = \pm h$ zum Verschwinden zu bringen, verfahren wir wie unter I, indem wir μ durch $\frac{(2m-1)\pi}{2h}$ resp. $\frac{2m\pi}{2h}$ ersetzen.

Damit ferner $J_1(i\mu r)$ für $r = r_0$ herausfällt, dividieren wir mit $J_1(i\mu r_0)$.

Hiernach stellt sich V in die Form:

$$V = \sum_1^{\infty m} \left\{ C_m \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z \frac{J_1\left(i\frac{(2m-1)\pi}{2h} r\right)}{J_1\left(i\frac{(2m-1)\pi}{2h} r_0\right)} + D_m \sin \frac{2m\pi}{2h} z \frac{J_1\left(i\frac{2m\pi}{2h} r\right)}{J_1\left(i\frac{2m\pi}{2h} r_0\right)} \right\}. \qquad (12)$$

Dieser Ansatz verschwindet für $z = \pm h$ und nimmt für $r = r_0$ die Gestalt an:

$$V = \sum_m \left\{ C_m \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z + D_m \sin \frac{2m\pi}{2h} z \right\}. \qquad (13)$$

Nach der Bedingung (1) soll dies aber gleich V_0 sein. Demnach ist V_0 zwischen $-h$ und $+h$ in eine Fouriersche Reihe zu entwickeln.

Denken wir uns noch aus C_m und D_m V_0 abgesondert, so haben wir die Funktion 1 in dem genannten Intervall in eine Fouriersche Reihe zu entwickeln.

Ohne Beweis schreiben wir an:

$$1 = \frac{4}{\pi} \sum_m \frac{(-1)^{m+1}}{2m-1} \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z.$$

Die Sinusglieder fallen fort, da 1 eine gerade Funktion ist.

Also haben wir als Lösung für V:

$$V = \frac{4 V_0}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1}}{2m-1} \cos \frac{(2m-1)\pi}{2h} z \frac{J_1\left(i \frac{(2m-1)\pi}{2h} r\right)}{J_1\left(i \frac{(2m-1)\pi}{2h} r_0\right)} = V_0\, g(r, z). \tag{14}$$

IIb. Nunmehr unterwerfen wir den Ansatz (11) den Bedingungen:

1. $V = 0$ für $r = r_0$
2. $V = V_0 \frac{r}{r_0}$ „ $z = +h$
3. $V = 0$ „ $z = -h$,

d. h. wir untersuchen die Flüssigkeitsbewegung, die eintritt, wenn der Zylindermantel $r = r_0$ und die Endfläche $z = -h$ still stehen und nur die Endfläche $z = +h$ mit der Winkelgeschwindigkeit V_0/r_0 rotiert.

Hier ist es vorteilhaft, im Ansatz (10) Z''/Z einer positiven Konstanten $+\mu^2$ gleich zu setzen. Damit ergeben sich für Z die Lösungen $e^{+\mu z}$ und $e^{-\mu z}$, für R die Lösungen $J_1(\mu r)$ und $K_1(\mu r)$, von denen die zweite wieder beiseite gelassen werden kann.

Demnach findet sich für V:

$$V = \sum (C_\mu e^{+\mu z} + D_\mu e^{-\mu z}) J_1(\mu r). \tag{15}$$

Damit die Bedingung (1) erfüllt wird, sind wieder die Wurzeln ϱ_n der Gleichung

$$J_1(\varrho) = 0$$

zu bestimmen und

$$\mu = \frac{\varrho_n}{r_0}$$

zu setzen. Es wird also

$$V = \sum \left(C_n e^{+\frac{\varrho_n}{r_0} z} + D_n e^{-\frac{\varrho_n}{r_0} z} \right) J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right). \tag{16}$$

Soll dieser Ausdruck für $z = -h$ verschwinden, so erreicht man dies durch folgende Substitutionen:

$$C_n = C_n' e^{+\frac{\varrho_n}{r_0} h}, \qquad D_n = -C_n' e^{-\frac{\varrho_n}{r_0} h},$$

wodurch V übergeht in die Form:

$$V = \sum C_n' \left(e^{+\frac{\varrho_n}{r_0}(z+h)} - e^{-\frac{\varrho_n}{r_0}(z+h)} \right) J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right). \tag{17}$$

Dieser Ausdruck verschwindet in der Tat für $z = -h$ und kann außerdem durch Einführung des hyperbolischen Sinus vereinfacht werden:

$$V = \sum C_n' \,\mathfrak{Sin} \frac{\varrho_n}{r_0}(z+h)\, J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right). \tag{18}$$

Dies soll aber für $z = +h$ den Wert $V_0 \frac{r}{r_0}$ annehmen, welche Bedingung erfüllt wird, nach Einführung von $\xi = \frac{r}{r_0}$, durch Multiplikation mit $\xi J_1(\varrho_m \xi) d\xi$ auf beiden Seiten und Integration von 0 bis 1. Dies liefert für den Koeffizienten C_n':

$$C_n' = \frac{V_0 \int_0^1 \xi^2 J_1(\varrho_n \xi) d\xi}{\mathfrak{Sin}\, 2h \frac{\varrho_n}{r_0} \int_0^1 \xi J_1^2(\varrho_n \xi) d\xi} = \frac{2 V_0}{\varrho_n J_2(\varrho_n)\, \mathfrak{Sin}\, 2h \frac{\varrho_n}{r_0}}.$$

Für V haben wir dann:

$$V = V_0 \sum_1^\infty{}_n \frac{2}{\varrho_n J_2(\varrho_n)} \frac{\mathfrak{Sin} \frac{\varrho_n}{r_0}(h+z)}{\mathfrak{Sin}\, 2 \frac{\varrho_n}{r_0} h} J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right). \tag{19}$$

IIc. Lassen wir jetzt neben der Zylindermantelfläche $r = r_0$ die Endfläche $z = +h$ still stehen und nur die Endfläche $z = -h$ rotieren, was den Bedingungen

1. $V = 0$ für $r = r_0$,
2. $V = 0$ „ $z = +h$,
3. $V = V_0 \frac{r}{r_0}$ „ $z = -h$

entspricht, so haben wir in dem Ansatz (19) nur $+h$ mit $-h$ zu vertauschen und dann die Vorzeichen unter dem $\mathfrak{Sin}$ umzukehren:

$$V = V_0 \sum_1^\infty{}_n \frac{2}{\varrho_n J_2(\varrho_n)} \frac{\mathfrak{Sin} \frac{\varrho_n}{r_0}(h-z)}{\mathfrak{Sin}\, 2 \frac{\varrho_n}{r_0} h} J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right). \tag{20}$$

IId. Addiert man jetzt die Ansätze (19) und (20), so erhält man

$$V = V_0 \sum_1^\infty{}_n \frac{2}{\varrho_n J_2(\varrho_n)} \frac{\mathfrak{Cof} \frac{\varrho_n}{r_0} z}{\mathfrak{Cof} \frac{\varrho_n}{r_0} h} J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right) = V_0\, h(r, z). \tag{21}$$

Diese Lösung erfüllt die Bedingungen:

1. $V = 0$ für $r = r_0$
2. $V = V_0 \frac{r}{r_0}$ „ $z = +h$
3. $V = V_0 \frac{r}{r_0}$ „ $z = -h$.

entspricht also der Flüssigkeitsbewegung, welche eintritt, wenn die Zylindermantelfläche still steht und beide Endflächen $z = \pm h$ sich mit der Winkelgeschwindigkeit V_0/r_0 drehen.

III. Um einen Überblick über den Verlauf der Geschwindigkeitsverteilungen (14) und (21) zu erhalten, knüpfen wir an die Dimensionen des Schlickschen Apparates (siehe oben) an: Hiernach ist zu setzen: $r = 15$ cm; $h = 5{,}5$ cm.

Bei der Verteilung (14) interessiert uns vor allem der Verlauf in der Ebene $z = 0$, d. h. die Funktion von r:

$$V_0\, g(r, 0) = V_0 \frac{4}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1}}{2m-1} \frac{J_1\left[i \frac{(2m-1)\pi}{2h} r\right]}{J_1\left[i \frac{(2m-1)\pi}{2h} r_0\right]},$$

oder mit $\varepsilon = \frac{\pi}{2h} = 0{,}285$ ausführlich geschrieben:

$$\left.\begin{aligned} g(r, 0) = \frac{4}{\pi} \Big\{ & \frac{J_1(i\varepsilon r)}{J_1(i\varepsilon r_0)} - \frac{1}{3} \frac{J_1(3 i\varepsilon r)}{J_1(3 i\varepsilon r_0)} \\ & + \frac{1}{5} \frac{J_1(5 i\varepsilon r)}{J_1(5 i\varepsilon r_0)} - \frac{1}{7} \frac{J_1(7 i\varepsilon r)}{J_1(7 i\varepsilon r_0)} + \dots \Big\}. \end{aligned}\right\} \quad (21a)$$

Hier handelt es sich um die Ermittelung der Werte von $J_1(iy)$ für große y. Geht man in der Reihe bis zum Gliede $-\frac{1}{15} \frac{J_1(15 i\varepsilon r)}{J_1(15 i\varepsilon r_0)}$, was, wie sich später zeigen wird, für die genügend genaue Ermittelung der Funktionswerte ausreicht, und will man diese für drei Werte von r (abgesehen von $r = 0$ und $r = 15{,}0$) berechnen, so kommen folgende Argumentbeträge y in Frage:

Tabelle 1.

$2m-1$	1	3	5	7
$r = 5{,}0$	1,42500	4,27491	7,12500	9,97500
$r = 10{,}0$	2,85000	8,54982	14,2500	19,9500
$r = 12{,}5$	3,56246	10,6873	17,8124	24,9372
$r = 15{,}0$	4,27491	12,81470	21,3748	29,9247

$2m-1$	9	11	13	15
$r = 5{,}0$	12,81470	15,6746	18,5246	21,3748
$r = 10{,}0$	25,6494	31,3493	37,0492	42,7491
$r = 12{,}5$	32,0621	39,1867	46,3120	53,4462
$r = 15{,}0$	38,4742	47,0245	55,5738	64,1243

Für die Funktion $J_1(iy)$ gibt es eine von Lord Rayleigh, Lord Kelvin und anderen englischen Forschern herrührende Tafel[1]), die in den Funktionentafeln von Jahnke und Emde abgedruckt ist. Der Argumentwert geht in Schritten von 0,001 bis zu 5,10; die Funktionswerte sind linear interpolationsfähig. Über 5,10 ist die Tafel bis $y = 11{,}0$ von St. Aldis[1]) erweitert worden, allerdings mit zu großen Schritten, so daß nicht linear interpoliert werden kann; doch kann man bis $y = 11{,}0$ die Funktion $J_1(iy)$ mit der Reihenentwicklung

$$\left.\begin{aligned} J_1(iy) = \frac{iy}{2} \Big(& 1 + \frac{(y/2)^2}{1!\,2!} + \frac{(y/2)^4}{2!\,3!} + \frac{(y/2)^6}{3!\,4!} \\ & + \frac{(y/2)^8}{4!\,5!} + \dots \Big) \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

verhältnismäßig leicht berechnen, wenn auch in der Nähe von $y = 11{,}0$ die Zahl der mit zunehmenden Glieder ziemlich anschwillt.

Über $y = 11{,}0$ wird aber die Auswertung der Reihenentwicklung zu mühsam. Ich versuchte zunächst die asymptotische Darstellung von $J_1(y)$, die auch für imaginäres Argument gilt, anzuwenden. Es ist

$$J_1(y) = \sqrt{\frac{2}{\pi y}} \cdot \sin\left(y - \frac{\pi}{4}\right).$$

Für imaginäres Argument findet sich:

$$J_1(iy) = \frac{i e^y}{\sqrt{2\pi y}},$$

nachdem man das Glied mit e^{-y} fortgelassen hat.

Die Auswertung zeigt nun, daß im Gebiete $y = 11{,}0$ die asymptotische Darstellung noch nicht genügend genau ist; sie liefert für $y = 11{,}0$

$$J_1(i\, 11{,}0) = 7202\, i,$$

während der wirkliche Wert nach St. Aldis $6948{,}68\, i$ ist.

Um eine Näherungsformel größerer Genauigkeit zu erhalten, ging ich nunmehr auf die Integraldarstellung der Besselschen Funktionen zurück, aus der sich die asymptotische Darstellung herleitet. Die Integraldarstellung lautet für Besselsche Funktionen beliebiger Ordnung:

$$J_\nu(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \frac{1}{\Pi\left(\nu - \frac{1}{2}\right)} \int_0^\infty e^{-u} u^{\nu - \frac{1}{2}} \left(1 + \frac{u^2}{4x^2}\right)^{\frac{\nu}{2} - \frac{1}{4}} \sin\left(x - \frac{2\nu - 1}{2} \operatorname{arccot} \frac{u}{2x}\right) du.$$

[1]) Report. Brit. Assoc. 1893.

[1]) Proc. Roy. Soc. London **64**, (1899), 219.

Spezialisiert man hier $\nu = 1$, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} J_1(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\,\frac{1}{\Pi\frac{1}{2}} \\ &\int_0^\infty e^{-u}\,u^{\frac{1}{2}}\left(1+\frac{u^2}{4x^2}\right)^{\frac{1}{4}} \\ &\sin\left(x-\frac{1}{2}\operatorname{arccot}\frac{u}{2x}\right)du. \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

In diesen Ansätzen bedeutet das Zeichen Π die Bezeichnung der Gammafunktion von Gauss. In (23) setzen wir jetzt

$$\frac{u}{2x} = \xi, \quad \mu = \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\xi \sim \frac{1}{2}\left(\xi - \frac{\xi^3}{3}\right)$$

und entwickeln $(1+\xi^2)^{\frac{1}{4}}$ sowie $\cos\mu$ und $\sin\mu$ nach Potenzen von ξ. Dann entsteht unter dem Integralzeichen, wenn man die Potenz ξ^5 und alle höheren vernachlässigt, der Ausdruck:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(D + S\frac{\xi}{2} + D\frac{\xi^2}{8} - S\frac{\xi^3}{16} - D\frac{15\,\xi^4}{12\cdot 32}\right),$$

wo D durch $\sin x - \cos x$ und
S „ $\sin x + \cos x$
zu ersetzen sind.

Geht man jetzt zu $\xi = \frac{u}{2x}$ zurück, so erhält man für $J_1(x)$ die Näherungsentwicklung:

$$\left.\begin{aligned} J_1(x) &= \sqrt{\frac{1}{\pi x}}\,\frac{1}{\Pi\left(\frac{1}{2}\right)} \\ &\Bigg(D\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{1}{2}}\,du + \frac{S}{4x}\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{3}{2}}\,du \\ &+ \frac{D}{32x^2}\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{5}{2}}\,du - \frac{S}{16\cdot 8x^3}\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{7}{2}}\,du \\ &- \frac{15\,D}{12\cdot 32\cdot 16x^4}\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{9}{2}}\,du\Bigg). \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Die in der Klammer stehenden Integrale sind Eulersche der Form:

$$\int_0^\infty e^{-t}\,t^x\,dt,$$

welches die Gammafunktion von Gauss $\Pi(x)$ liefert.

Der Wert der Integrale läßt sich aus dem ersten derselben:

$$\int_0^\infty e^{-u}u^{\frac{1}{2}}\,du = \Pi\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$$

rekurrierend ermitteln nach der Periodengleichung der Gammafunktion:

$$\Pi(x) = x\,\Pi(x-1).$$

Hiernach wird:

$$\Pi\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\sqrt{\pi},$$

$$\Pi\left(\frac{5}{2}\right) = \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}\sqrt{\pi},$$

$$\Pi\left(\frac{7}{2}\right) = \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{5}\cdot\frac{5}{2}\cdot\frac{7}{2}\sqrt{\pi},$$

$$\Pi\left(\frac{9}{2}\right) = \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}\cdot\frac{7}{2}\cdot\frac{9}{2}\sqrt{\pi}.$$

Geht man nun nach Einsetzung der Gammafunktionen für die Integrale in (24) zu imaginärem Argument iy, so erhält man, wenn man alle Glieder mit e^{-y} vernachlässigt (was erlaubt ist, da e^{-y} nur ganz verschwindende Bruchteile neben e^y liefern kann), für $J_1(iy)$ die Näherungsformel:

$$J_1(iy) = \frac{i\,e^y}{\sqrt{2\pi y}}\left(1 - \frac{3}{8y} - \frac{15}{128y^2} - \frac{315}{3072y^3} - \frac{15\cdot 9\cdot 7\cdot 5\cdot 3}{32\cdot 12\cdot 16\cdot 16\,y^4}\right).$$

Es erscheint also gegenüber dem asymptotischen Ansatz $J_1(iy)$ durch einen Korrektionsfaktor

$$\varphi(y) = 1 - \frac{3}{8y} - \frac{15}{128y^2} - \frac{315}{3072y^3} - \frac{15\cdot 9\cdot 7\cdot 5\cdot 3}{32\cdot 12\cdot 16\cdot 16\,y^4}$$

verbessert.

Die nähere Untersuchung von $\varphi(y)$ zeigt, daß für $y = 11{,}0$ das Glied mit $1/y^4$ noch fortgelassen werden kann, da es weniger als eine Einheit der fünften Stelle von $\varphi(y)$ ausmacht. Dann liefert

$$J_1(iy) = \frac{i\,e^y}{\sqrt{2\pi y}}\left(1 - \frac{3}{8y} - \frac{15}{128y^2} - \frac{315}{3072y^3}\right) \quad (25)$$

die Funktionswerte in den ersten vier Ziffern sicher, wenn $\frac{e^y}{\sqrt{2\pi y}}$ in den ersten vier Ziffern sicher ist. In der Tat findet man

$$J_1(11{,}0\,i) = 6948{,}8\,i,$$

also in sehr guter Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Werte von St. Aldis.

Um den Näherungsansatz (25) bequem und für allgemeinere Zwecke benutzbar zu machen, hat Verfasser eine Tafel der Briggschen Loga-

rithmen der Funktion $\varphi(y)$ im Intervall $y = 11$ bis $y = 109$ berechnet, die im folgenden mitgeteilt sei:

Tabelle 2.

Tafel der Mantissen der Briggschen Logarithmen der Funktion $\varphi(y)$.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
11,0	0,98446	0,98462	0,98476	0,98490	0,98504	0,98518	0,98531	0,98544	0,98557	0,98570
12,0	0,98583	0,98595	0,98606	0,98618	0,98630	0,98641	0,98653	0,98664	0,98675	0,98685
13,0	0,98696	0,98707	0,98716	0,98726	0,98736	0,98746	0,98756	0,98765	0,98775	0,98783
14,0	0,98792	0,98801	0,98810	0,98819	0,98827	0,98836	0,98844	0,98852	0,98860	0,98868
15,0	0,98876	0,98884	0,98892	0,98898	0,98906	0,98914	0,98921	0,98928	0,98935	0,98942
16,0	0,98948	0,98955	0,98962	0,98969	0,98975	0,98981	0,98987	0,98994	0,99000	0,99006
17,0	0,99013	0,99019	0,99024	0,99030	0,99036	0,99042	0,99047	0,99053	0,99058	0,99063
18,0	0,99069	0,99074	0,99080	0,99085	0,99090	0,99095	0,99099	0,99105	0,99109	0,99114
19,0	0,99119	0,99124	0,99129	0,99133	0,99138	0,99143	0,99147	0,99152	0,99156	0,99160
20,0	0,99164	0,99169	0,99173	0,99178	0,99182	0,99186	0,99189	0,99193	0,99198	0,99201
20	0,99164	0,99206	0,99242	0,99276	0,99307	0,99335	0,99361	0,99386	0,99408	0,99427
30	0,99447	0,99466	0,99483	0,99499	0,99514	0,99528	0,99542	0,99554	0,99566	0,99577
40	0,99588	0,99598	0,99607	0,99617	0,99626	0,99634	0,99642	0.99650	0,99658	0,99664
50	0,99671	0,99677	0,99684	0,99691	0,99697	0,99701	0,99707	0,99712	0,99717	0,99722
60	0,99727	0,99731	0,99735	0,99740	0,99743	0,99747	0,99752	0.99755	0,99758	0,99762
70	0,99766	0,99769	0,99773	0,99776	0 99778	0,99781	0,99785	0,99787	0,99790	0,99792
80	0,99795	0,99598	0,99800	0,99802	0,99804	0,99806	0,99809	0,99811	0,99814	0 99816
90	0,99818	0,99820	0,99822	0,99824	0,99826	0,99827	0,99829	0.99831	0,99833	0,99835
100	0,99837	0,99838	0,99840	0,99841	0,99843	0,99844	0,99846	0,99848	0,99849	0,99850

Die aus der Tafel (eventuell nach linearer Interpolation) zu entnehmenden Logarithmen sind mit der Kennziffer -1 weiter zu benutzen. Zu bemerken ist, daß e^y, um eine den fünfstelligen Logarithmen von $\varphi(y)$ entsprechende Sicherheit zu geben, siebenstellig berechnet werden muß.

Berechnet man nach diesen Vorschriften die Reihe (21a), so erhält man folgende Werte:

$$g(0{,}0) = 0,$$

$$g(5{,}0) = \frac{4}{\pi}\{0{,}07253 - 0{,}00011\}$$

$$= \frac{4}{\pi} \cdot 0{,}07242,$$

$$g(10{,}0) = \frac{4}{\pi}\{0{,}27552 - 0{,}00565 + 0{,}00010$$

$$- 0{,}00001\} = \frac{4}{\pi} \cdot 0{,}27005,$$

$$g(12\tfrac{1}{2}{,}0) = \frac{4}{\pi}\{0{,}52390 - 0{,}04175 + 0{,}00610$$

$$- 0{,}00107 + 0{,}00020 - 0{,}00004$$

$$+ 0{,}00001\} = \frac{4}{\pi} \cdot 0{,}48644,$$

$$g(15{,}0) = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\pi}{4} = 1{,}0.$$

Trägt man die durch $\frac{4}{\pi}$ dividierten Werte von g in Abhängigkeit von r in rechtwinkligen Koordinaten auf, so ergibt sich als Bild des Verlaufes Fig. 1.

Um den Verlauf von $g(r, z)$ auch außerhalb der Ebene $z = 0$ etwas kennen zu lernen, berechnen wir noch die Werte von

$$\cos\frac{2m-1}{2h}\pi\frac{h}{2} = \cos\frac{(2m-1)\pi}{4}$$

und finden die Größen:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad +\frac{1}{\sqrt{2}},$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad -\frac{1}{\sqrt{2}},$$

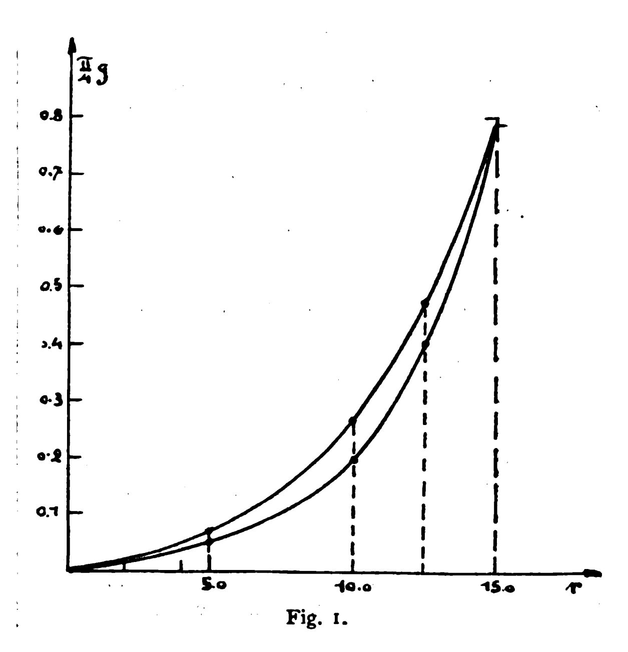


Fig. 1.

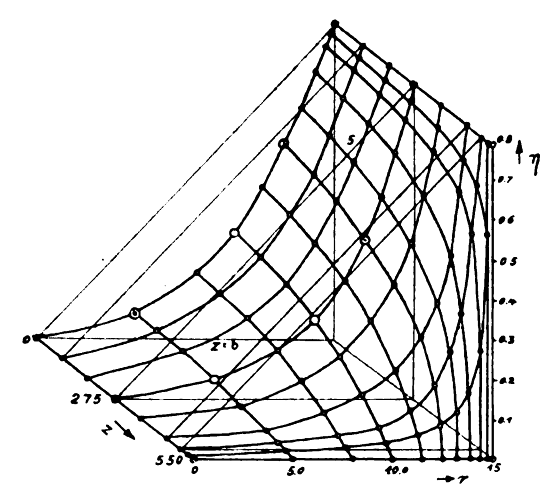
mit denen sich die Funktionswerte ergeben:

$$g\left(5,\ \frac{h}{2}\right) = \frac{4}{\pi}\cdot 0{,}0513,$$

$$g\left(10,\ \frac{h}{2}\right) = \frac{4}{\pi}\cdot 0{,}1980,$$

$$g\left(12\tfrac{1}{2},\ \frac{h}{2}\right) = \frac{4}{\pi}\cdot 0{,}3940.$$

Mit diesen Werten ist es möglich, ein ungefähres räumliches Bild der Fläche $\eta = \frac{\pi}{4}\,g(r, z)$ zu zeichnen, was in Fig. 2 für die eine Hälfte der Fläche in axonometrischer Darstellung geschehen ist; die fehlende Hälfte liegt symmetrisch zu der gezeichneten.



Darstellung der Fläche $\eta = \frac{\pi}{4}\,g(r,z)$

Fig. 2.

Es würde nun auch von Interesse sein, die Fläche

$$h(r, z) = \sum^{n} \frac{2}{\varrho_n J_2(\varrho_n)}\,\frac{\mathfrak{Cof}\,\frac{\varrho_n}{r_0} z}{\mathfrak{Cof}\,\frac{\varrho_n}{r_0} h}\,J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right)$$

zu entwerfen.

Hierzu merken wir an, daß sein muß

$$g(r, z) + h(r, z) = \frac{r}{r_0}, \qquad (26)$$

weil die Summe zweier stationärer Lösungen wieder eine stationäre Lösung gibt, wenn für die neue Lösung die Grenzbedingungen der beiden ersten als gleichzeitig geltend festgesetzt werden.

Wir wollen die Richtigkeit des Ansatzes (26) an den Reihenentwicklungen (14) und (21) wirklich erweisen. Hierzu entwickeln wir in (14)

$$\frac{J_1\left(i\,\frac{2m-1}{2h}\,\pi r\right)}{J_1\left(i\,\frac{2m-1}{2h}\,\pi r_0\right)}$$

in eine Reihe:

$$\sum a_n J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right).$$

Die Koeffizienten der Reihenentwicklung finden sich zu:

$$a_n = \frac{-2\varrho_n}{r_0^2 \lambda_{nm}^2 J_0(\varrho_n)}.$$

Ferner entwickeln wir in (21)

$$\frac{\mathfrak{Cof}\,\frac{\varrho_n}{r_0} z}{\mathfrak{Cof}\,\frac{\varrho_n}{r_0} h}$$

in eine Reihe:

$$\sum a_m \cos\frac{2m-1}{2h}\,\pi z.$$

Die Koeffizienten werden:

$$a_m = \frac{(-1)^{m+1}\cdot(2m-1)\pi}{h^2\lambda_{nm}^2}.$$

Summiert man jetzt die so umgeformten Reihen g und h, so erhalten wir eine Doppelreihe:

$$g + h = \sum\sum a_{nm}\cos\frac{2m-1}{2h}\,\pi z\,J_1\left(\varrho_n\frac{r}{r_0}\right),$$

deren Koeffizient lautet:

$$a_{nm} = \frac{(-1)^{m+1}\cdot 4\cdot(-2)\cdot\varrho_n}{(2m-1)\pi r_0^2\lambda_{nm}^2 J_0(\varrho_n)} + \frac{(-1)^{m+1}\cdot 2\cdot(2m-1)\pi}{\varrho_n J_2(\varrho_n)\cdot h^2\cdot\lambda_{nm}^2}.$$

Dieser Ausdruck geht nach einigen leichten Umformungen über in:

$$a_{nm} = \frac{8\cdot(-1)^{m+1}}{(2m-1)\pi\lambda_{nm}^2\varrho_n}\left\{\frac{(2m-1)\pi^2}{J_2(\varrho_n)\cdot 4h^2} - \frac{\varrho_n^2}{r_0^2 J_0(\varrho_n)}\right\}.$$

Da aber gilt:

$$-J_0(\varrho_n) = J_2(\varrho_n),$$

erhalten wir einfach:

$$a_{nm} = \frac{8\cdot(-1)^{m+1}}{(2m-1)\pi\varrho_n J_2(\varrho_n)}.$$

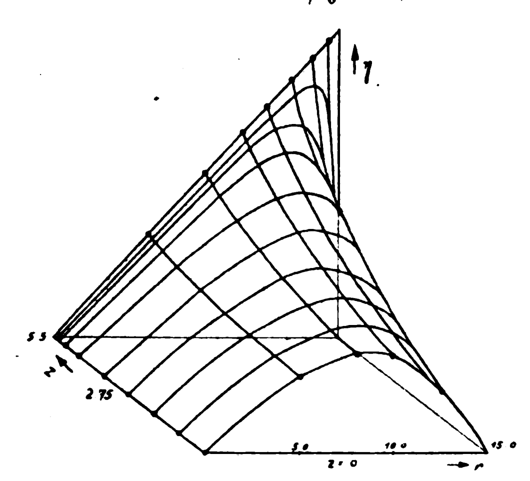
Jetzt kann unter der Doppelsumme nach m und n getrennt summiert werden. Wir erhalten:

$$g(r, z) + h(r, z) = \sum^{n}\frac{2}{\varrho_n J_2(\varrho_n)}\left\{\sum^{m}\frac{4\cdot(-1)^{m+1}}{(2m-1)\pi}\cos\frac{2m-1}{2h}\,\pi z\right\}J_1\left(\varrho_n\frac{r}{r_0}\right).$$

Die innere Summe liefert aber den Wert 1; mithin bleibt übrig:

$$g(r, z) + h(r, z) = \sum_n \frac{2}{\varrho_n J_1(\varrho_n)} J_1\left(\frac{\varrho_n}{r_0} r\right),$$

welch letztere Summe mit r/r_0 identisch ist.



Darstellung der Fläche $\eta = \frac{\pi}{4} h(r, z)$

Fig. 3.

Die Funktion $\frac{\pi}{4} h(r, z)$ kann also durch Berechnung der Differenz $\frac{\pi}{4}\left[\frac{r_0}{r} - g(r, z)\right]$ dargestellt werden, wonach in Fig. 3 verfahren ist.

(Eingegangen am 8. Juli 1920.)

Zur Theorie der Härtung und Entspannung von Glas.

(Mitteilung aus dem physikal. Laboratorium der Glühlampenfabrik „Watt", Wien.)

Von J. Salpeter.

Bekanntlich entstehen in einem Glaskörper, der vom flüssigen in den starren Zustand durch eine derart rasche Abkühlung übergeführt wird, daß während des Erstarrens die verschiedenen Punkte des Körpers verschiedene Temperaturen (und demnach verschiedene spezifische Volumina) haben, dauernde elastische Spannungen. Über die Natur dieser Spannungen kann es zweierlei Auffassungen geben, die man kurz so präzisieren kann, daß sich nach der einen Auffassung die im Glase zutage tretenden Spannungen im elastischen Gleichgewichte befinden, nach der zweiten dagegen ein elastisches Gleichgewicht nicht besteht, sondern vielmehr die bestehenden Spannungen beständig sich „auszugleichen" bestrebt sind, aber daran bei gewöhnlicher Temperatur durch die große innere Reibung des Glases gehindert werden.

Die erste Auffassung hat zum ersten Mal F. Neumann in seiner Abhandlung „Über die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in komprimierten oder ungleichförmig erwärmten Körpern" (Berlin 1841) zum Ausdruck gebracht. In neuerer Zeit hat A. Föppl (im 5. Band seiner „Technischen Mechanik", Seite 293 u. ff.) sehr klar und ausführlich die Möglichkeit von „Eigenspannungen" („Gusspannungen") dargelegt, wenn auch nicht direkt in bezug auf Glas. Der zweiten Auffassung begegnet man in neueren experimentellen Arbeiten über Spannungen im Glase.[1]) Diese zweite Auffassung, wonach die Spannungen im Glase sich nicht im Gleichgewichte befinden und am Ausgleiche nur durch die große innere Reibung des Glases verhindert sind, hat das Bestechende an sich, daß sich nach ihr die Entspannung des Glases bei höherer Temperatur, wo also die innere Reibung des Glases eine geringere ist, zwanglos ergibt; sie steht aber im Widerspruch z. B. mit der Tatsache, daß im Glase die Erzeugung und Fortpflanzung von Schallschwingungen möglich ist und daß die Dämpfung dieser Schwingungen im Glase von derselben Größenordnung ist, wie in gewöhnlichen, kristallinisch-festen Körpern. Ich glaube daher, daß es eher angezeigt ist, an der ersten Auffassung festzuhalten, so lange sie sich nicht in Widerspruch mit der Erfahrung setzt.

Nach der ersteren Auffassung hat man sich die Spannungen im Glase folgendermaßen vorzustellen. Die in einem gehärteten Glaskörper tatsächlich vorhandenen Dehnungen, die wir mit F. Neumann als die „absoluten" bezeichnen wollen, sind durch Superposition von zwei Arten von Dehnungen entstanden: von bleibenden (plastischen) und vorübergehenden (elastischen) Dehnungen. Die „absoluten" Dehnungen sind die im Körper vorhandenen, auf den „natürlichen Zustand" desselben bezogenen Gesamtdehnungen. Die bleibenden Dehnungen sind diejenigen, die während der Härtung (beim Übergang vom weichen in den harten Zustand) im Körper entstanden sind, ohne für sich allein Spannungen verursacht zu haben. Die vorübergehenden (elastischen) oder nach der Neumannschen Bezeichnung die „relativen" Dehnungen sind schließlich die im Körper tatsächlich vorhandenen Dehnungen, aber bezogen nicht auf den natürlichen, sondern auf den bleibend deformierten Zustand des Körpers. Diese letzteren sind es, die die beobachtbaren Spannungen im Körper verursachen. — Die während der Härtung entstehenden bleibenden Dehnungen haben das Eigentümliche an sich, daß sie für sich allein

[1]) Vgl. z. B. F. Weidert und G. Berndt, „Die Entspannungstemperatur des Glases", Zeitschrift für technische Physik 1920, **2**, S. 31.

nicht bestehen könnten, ohne den geometrischen Zusammenhang des Körpers zu zerreißen. Um dies noch klarer auszudrücken, erinnern wir daran, daß z. B. in einer Kugel jedes System von zentrisch-symmetrischen Deformationen, welches den geometrischen Zusammenhang der Kugel nicht zerstört, dann schon vollständig beschrieben ist, wenn die radiale Verschiebung ϱ als Funktion des Abstandes r des Punktes vom Mittelpunkte der Kugel gegeben ist. Aus dieser Funktion $\varrho(r)$ ergibt sich sowohl die radiale Dehnung

$$\varepsilon_r = \frac{d\varrho}{dr},$$

wie auch die tangentiale Dehnung

$$\varepsilon_t = \frac{\varrho}{r}.$$

Die beiden Dehnungen ε_r und ε_t sind also, sobald wir verlangen, daß der geometrische Zusammenhang des Körpers gewahrt werden soll, voneinander nicht unabhängig, müssen vielmehr die Beziehung erfüllen:

$$\varepsilon_r = \frac{d}{dr}(r\,\varepsilon_t).$$

Nun sind eben die während der Härtung entstehenden bleibenden Dehnungen derartige, daß sie die letzte Beziehung nicht erfüllen. Soll dann trotzdem der geometrische Zusammenhang des Körpers gewahrt werden, so muß noch ein zweites System von Deformationen hinzutreten, derart, daß die Superposition beider ein geometrisch mögliches System ergibt. Dieses hinzutretende System von Dehnungen, das sind die vorübergehenden, elastischen (relativen) Dehnungen, die durch elastische Spannungen begleitet werden. Stellt man sich nunmehr auf den Standpunkt, daß die in einem gehärteten Glaskörper beobachtbaren Spannungen im elastischen Gleichgewichte sich befinden, so ergeben sich hieraus für die elastischen Dehnungen (Formänderungskomponenten) Beziehungen, die erfüllt sein müssen. Hier liegt die Möglichkeit, zwischen der ersten und zweiten Auffassung über die Natur der Spannungen in einem gehärteten Körper eine Entscheidung zu treffen. Indessen wäre es experimentell recht schwierig, die elastischen Dehnungen getrennt von den bleibenden zu beobachten. A. Föppl[1]) hat unter Annahme eines bestimmten Gesetzes für die Verteilung der Gusspannungen in einer Kugel gezeigt — und wir werden später sehen, daß dies ganz allgemein gilt —, daß man z. B. durch wiederholtes Abdrehen einer Kugel zu einem kleineren Durchmesser und jeweiliges Messen des spezifischen Gewichtes nicht zur Kenntnis der Verteilung der elastischen Deformationen gelangen kann. Leichter läßt sich die Verteilung der bleibenden Deformationen bestimmen.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, daß man aus der Beobachtung der bleibenden Deformationen auf die elastischen Schlüsse ziehen kann.

Ich will hier den Weg, der hierzu führt kurz skizzieren. Würden wir den Verlauf der Temperatur während des Härtungsprozesses kennen, das ist die Temperatur als Funktion des Ortes und der Zeit, ferner die elastischen Konstanten des Glases und die Elastizitätsgrenze als Funktion der Temperatur, so könnte man prinzipiell aus diesen Funktionen die während des Härtungsprozesses entstehenden bleibenden Dehnungen berechnen. Aus den bleibenden Dehnungen könnte man ferner die elastischen dadurch bestimmen, daß man für die letzteren die bereits erwähnten Postulate aufstellt; erstens: sie sollen zusammen mit den bleibenden Deformationen ein geometrisch mögliches System ergeben, zweitens: sie sollen die Beziehungen erfüllen, die sich aus der Annahme des elastischen Gleichgewichtes ergeben. So wären durch den Temperaturverlauf während des Härtungsprozesses sämtliche Deformationen und Spannungen gegeben und man könnte einfach durch Studium der Spannungen in einem auf eine bestimmte Weise gehärteten Körper die ganze Theorie experimentell auf ihre Richtigkeit prüfen. Die Differentialgleichungen für den Härtungsprozeß hat Neumann angegeben; allein die Integration derselben ergibt so komplizierte und unübersichtliche Resultate, daß sie sich zu einer experimentellen Verifikation kaum eignen. Überdies sind unsere Kenntnisse über die Materialkonstanten des Glases in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur derart lückenhaft, daß dieser Weg aussichtslos erscheint. Auf eine Vorausbestimmung der Spannungen in gehärteten Körpern auf Grund des Temperaturverlaufes während der Härtung müssen wir daher verzichten. Gewisse Beziehungen zwischen den bleibenden Dehnungen einerseits und den beobachtbaren Spannungen (bzw. den sie verursachenden elastischen Dehnungen) andererseits können wir aber trotzdem auch ohne Integration der Differentialgleichungen voraussagen, wenn wir mit Neumann über die bleibenden Dehnungen folgende Annahme machen. Wie verschieden dieselben in verschiedenen Punkten des Körpers auch sein mögen, so sollen sie doch in jedem Punkte des Körpers nach allen Richtungen hin gleich sein, (wie in einer Flüssigkeit). Eine Bestätigung dieser Annahme sieht Neumann in dem Umstande, daß die Farben, die ein gehärteter Glaskörper im polarisierten Lichte zeigt. auch in einem nichtgehärteten, aber ungleichmäßig

[1]) Technische Mechanik, 5, S. 308.

[1]) Zeitschrift für Physik 1920, 2. Band, 1. Heft, § 13.

erwärmten Körper entstehen können. In der Tat sind ja in einem ungleichmäßig erwärmten Körper die Deformationen, die auf Rechnung der ungleichmäßigen Temperaturverteilung allein zu setzen sind, derartige, daß sie in jedem Punkte nach allen Richtungen hin gleich sind. Die Möglichkeit, die Farben, die ein gehärteter Glaskörper im polarisierten Lichte zeigt, in einem ungehärteten, aber ungleichmäßig erwärmten Körper zu reproduzieren, spricht daher für die Richtigkeit der Neumannschen Annahme.

Macht man nun für die bleibenden Dehnungen die besprochene Neumannsche Annahme, für die vorübergehenden (elastischen) die Annahme des elastischen Gleichgewichtes und schließlich für die Superposition beider, das ist für die absoluten Dehnungen, die Annahme der geometrischen Kompatibilität, so ergeben sich im Falle einer Kugel Beziehungen, die sich durch eine einfache Rechnung ableiten lassen.[1])

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

ε_r = die radiale, absolute (Gesamt-)Dehnung.
ε_t = die tangentiale, „ „ „
ε = die kubische, „ „ „
ε_r' = die radiale, dauernde (plastische) Dehnung.
ε_t' = die tangentiale, „ „ „
ε' = die kubische, „ „ „
ε_r'' = die radiale, relative (elastische) Dehnung.
ε_t'' = die tangentiale, „ „ „
ε'' = die kubische, „ „ „
σ_r = die radiale Spannung.
σ_t = die tangentiale Spannung.
$\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_r + 2\sigma_t)$ = die „mittlere" Spannung.
E = der Elastizitätsmodul.
μ = die Elastizitätszahl.

Die drei besprochenen Annahmen für die drei Arten von Dehnungen lauten dann:

$$\varepsilon_r = \frac{d}{dr}(r\,\varepsilon_t). \tag{1}$$

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_t'. \tag{2}$$

$$\frac{d}{dr}\left\{\varepsilon_r'' + \frac{\mu}{1-2\mu}(\varepsilon_r'' + 2\,\varepsilon_t'')\right\} = \frac{2}{r}(\varepsilon_t'' - \varepsilon_r''). \tag{3}$$

Aus ihnen ergibt sich:

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{E}\left\{(1-2\mu)\,\sigma_r - \mu\cdot r\cdot\frac{d\sigma_r}{dr}\right\} \tag{4}$$

$$\varepsilon_t'' = \frac{1}{E}\left\{(1-2\mu)\,\sigma_r + \frac{1+\mu}{2}\,r\cdot\frac{d\sigma_r}{dr}\right\} \tag{5}$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_r'' + 2\,\varepsilon_t'' = \frac{1-2\mu}{E}\left\{3\,\sigma_r + r\,\frac{d\sigma_r}{dr}\right\} \tag{6}$$

$$= \frac{3(1-2\mu)}{E}\cdot\sigma \tag{6a}$$

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_t' = -\frac{1-\mu}{2E}\left(3\,\sigma_r + r\cdot\frac{d\sigma_r}{dr}\right) + \text{const.} \tag{7}$$

$$= -\frac{3(1-\mu)}{2E}\cdot\sigma + \text{const.} \tag{7a}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon_r' + 2\,\varepsilon_t' = -\frac{3(1-\mu)}{2E}\left(3\,\sigma_r + r\,\frac{d\sigma_r}{dr}\right) + \text{const.} \tag{8}$$

$$= -\frac{9(1-\mu)}{2E}\cdot\sigma + \text{const.} \tag{8a}$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' + \varepsilon_r'' = -\frac{1+\mu}{2E}\left(\sigma_r + r\cdot\frac{d\sigma_r}{dr}\right) + \text{const.} \tag{9}$$

$$\varepsilon_t = \varepsilon_t' + \varepsilon_t'' = -\frac{1+\mu}{2E}\cdot\sigma_r + \text{const.} \tag{10}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_r + 2\,\varepsilon_t = -\frac{1+\mu}{2E}\left(3\,\sigma_r + r\cdot\frac{d\sigma_r}{dr}\right) + \text{const.} \tag{11}$$

$$= -\frac{3(1+\mu)}{2E}\cdot\sigma + \text{const.} \tag{11a}$$

Wir müssen die radiale Spannung σ_r als Funktion von r als experimentell gegeben betrachten. Durch die Gleichungen (4) bis (11) ist dann der Deformationszustand der Kugel vollständig beschrieben. Ferner ist auch die tangentiale Spannung σ_t durch die radiale σ_r dadurch gegeben, daß die Bedingung des elastischen Gleichgewichtes erfüllt sein muß:

$$\sigma_t = \sigma_r + \frac{r}{2}\,\frac{d\sigma_r}{dr}. \tag{12}$$

In einer Glaskugel ist σ_r durchwegs positiv (Zugspannung) und $d\sigma_r/dr$ negativ; an der Kugeloberfläche ist $\sigma_r = 0$. Daraus ergibt sich, daß an der Kugeloberfläche σ_t negativ, im Mittelpunkte der Kngel ($r = 0$) positiv und für einen gewissen Wert von r Null ist. Es herrscht somit in der Kugel ein radialer Zug und swar ein von der Oberfläche gegen den Mittelpunkt zu ansteigender Zug, tangential in der Oberfläche Druck, im Mittelpunkte Zug, wobei ein kontinuierlicher Übergang vom Druck zum Zug stattfindet.

Was die kubischen Dehnungen betrifft, so besteht an der Oberfläche eine bleibende (plastische) Dilatation und zugleich eine vorübergehende (elastische) Kompression, wobei dem absoluten Betrage nach die plastische Dilatation überwiegt, so daß die absolute Dehnung eine positive ist (Dilatation). Im Mittelpunkte der Kugel besteht eine bleibende (plastische) Kompression, zugleich eine vorübergehende (elastische) Dilatation und absolut genommen — Kompression. Für einen gewissen Wert von r sind alle drei Arten von Dehnungen (kubisch genommen) gleich Null, (wobei aber die einzelnen Komponenten nicht alle gleich Null sind).

Was den experimentellen Nachweis dieser Dehnungen betrifft, so kann zunächst leicht Folgendes gezeigt werden. Die durch die relativen

[1]) Vgl. a. a. O.

(elastischen) Dehnungen bewirkte Änderung des Volumens der Kugel ergibt sich durch Integration dieser Dehnungen über die ganze Kugel. Es ist:

$$\int 4\, r^2 \pi \cdot \varepsilon'' \cdot d\,r = 4\,\pi \cdot \frac{3\,(1-2\,\mu)}{E} \cdot \int \left(3\, r^2 \sigma_r + r^3 \frac{d\,\sigma_r}{d\,r}\right) \cdot d\,r = \frac{12\,\pi \cdot (1-2\,\mu)}{E} \cdot \Big| r^3 \sigma_r \Big|_0^a,$$

wobei a den Radius der Kugel bedeutet. Nun ist für $r = a$, $\sigma_r = 0$ und daher obiges Integral gleich Null. Die relativen Dehnungen heben sich also im ganzen auf und bewirken keine durch spezifische Gewichtsbestimmung der ganzen Kugel feststellbare Änderung der durchschnittlichen Dichte. Schleift man die Kugel zu einem kleineren Radius ab, so wird wiederum an der neuen Oberfläche $\sigma_r = 0$ und da die Gleichungen (4) bis (11) auch nach dem Abschleifen ihre Gültigkeit behalten, so ist nach dem Abschleifen das Integral der elastischen Dehnungen über die ganze Kugel wiederum gleich Null. Durch Bestimmung des spezifischen Gewichtes vor und nach Abschleifen (Ätzen) der Kugel, können daher die elastischen Deformationen nicht nachgewiesen werden, was bereits Föppl für einen speziellen Fall nachgewiesen hat. Wohl aber können auf diese Art die plastischen Deformationen nachgewiesen werden. Wir können die zu erwartende Größenordnung dieser Dehnungen in der Oberflächenschichte berechnen. Wir wissen, daß man durch entsprechend plötzliche Kühlung (Härtungsverfahren nach de la Bastie) recht beträchtliche Werte von Druckspannungen in der Oberfläche der Glaskugel erzeugen kann. Sie können Werte erreichen, die nahe an die Druckfestigkeit des Glases herankommen. Es kann also für σ_t in einer entsprechend gehärteten Kugel beispielsweise der Wert von 60 kg pro mm² angenommen werden. An der Oberfläche der Kugel ist $\sigma_r = 0$ und so ist daher dort

$$\varepsilon' = -\frac{3\,(1-\mu)}{E} \cdot \sigma_t\,.$$

Setzen wir $\mu = 0{,}2$ und $E = 6000$ kg, so wird

$$\varepsilon' = +\,2{,}4 \cdot 10^{-2},$$

also über 2 %. Im Mittelpunkte sind sowohl σ_r wie σ_t positiv. Da die Zugfestigkeit des Glases eine bei Weitem geringere ist, als die Druckfestigkeit, so kann die plastische Kompression im Inneren keine so hohe Werte erreichen, wie die plastische Dilatation an der Oberfläche. Es kann dort höchstens, wenn man $\sigma_r = \sigma_t = 6$ kg/mm² setzt,

$$\varepsilon' = -\frac{9 \cdot 0{,}8 \cdot 6}{2 \cdot 6000} = -\,3{,}6 \cdot 10^{-3}$$

werden, also weniger als 4 ‰.

Wir kommen zur Frage der Entspannung des Glases. Wir wissen, daß bei höherer Temperatur die während des Härtungsprozesses im Glase entstandenen Spannungen verschwinden. Nach der Auffassung, die die Spannnngen als nicht im Gleichgewichte befindlich betrachtet, erklärt sich diese Entspannung zwanglos dadurch, daß sich die Spannungen infolge Verringerung der inneren Reibung ausgleichen. Nach unserer Auffassung sind aber die elastischen Spannungen schon vor der Entspannung im elastischen Gleichgewichte und die Verringerung der inneren Reibung allein müßte ohne Einfluß auf sie bleiben. Hier können offenbar nur zwei Vorgänge in Betracht kommen. Bei höherer Temperatur nimmt erstens die Plastizität des Glases zu, so daß die mit den inneren Spannungen im Glase verbundenen elastischen Deformationen zu dauernden (plastischen) werden. Sind diese elastischen Deformationen zu dauernden geworden, so müssen die durch sie hervorgerufenen Spannungen verschwinden und es bleiben im Körper nur mehr die unter (9) bis (11) aufgezählten absoluten Dehnungen, die nunmehr gänzlich zu plastischen geworden sind. In diesem Falle wären zwar die Spannungen verschwunden, aber die Ungleichmäßigkeit der Verteilung der Dichte würde bleiben. Wir können uns aber denken, daß es bei jeder Temperatur einen normalen Wert für die Dichte des Glases gibt, dem das Glas bei höherer Temperatur zustrebt. Diese zwei Vorgänge, nämlich die plastische Deformation durch die innere Spannung und die Rückkehr zum normalen Werte der Dichte können eventuell parallel nebeneinander verlaufen. Man könnte entsprechende Experimente ersinnen, um den Mechanismus der Entspannung des Glases näher kennen zu lernen. Da ich in der nächsten Zeit aus äußeren Gründen nicht in der Lage sein werde, mich mit diesen Fragen zu befassen, so sei auf diesen Gegenstand die Aufmerksamkeit gelenkt.

(Eingegangen am 28. Juni 1920.)

Über eine konstante Lichtquelle mit kontinuierlichem ultraviolettem Spektrum.[1]

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abteilg. Scheinwerferbau, Leipzig-Leutzsch.)

Von G. Gehlhoff.

An ultravioletten Lichtquellen zu physikalischen Messungen, insbesondere Absorptionsmessungen, standen bisher nur die Quarzquecksilberlampe,

[1]) Die beschriebenen Lampen können von der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abteilung Scheinwerferbau in Leutzsch bei Leipzig, bezogen werden.



der Funken zwischen Metallelektroden und der Lichtbogen zur Verfügung. Während die beiden letzteren Lichtquellen wegen ihrer mehr oder weniger großen Inkonstanz ausscheiden, kommt für die beiden ersteren in Betracht, daß sie nur Linienspektren liefern. Wenn auch versucht wurde, durch Verwendung von Legierungen als Elektroden oder als Füllung der Quarzlampe den Abstand der Linien möglichst klein zu machen, so kann doch eine solche Lichtquelle, namentlich bei Untersuchung sehr schmaler Absorptionsstreifen, eine kontinuierliche Lichtquelle nicht ersetzen.

Überraschenderweise eignet sich nun eine Metallfadenlampe unter bestimmten Voraussetzungen ganz hervorragend hierfür.

Zunächst zeigte ein Vorversuch mit einer 7000 kerzigen Halbwattlampe, daß trotz des Bleiglases der Glaskugel eine nicht unbeträchtliche ultraviolette Energie herauskam. Nach diesem befriedigenden Vorversuch berechnete ich das Verhältnis verschiedener Spektralbezirke zu einander für einige praktische Fälle, nämlich für ein Tantalblech bei 2200° abs. (normale Spannung), 2500° abs. (20 % Spannungsüberlastung) und 2800° abs. (30 % Spannungsüberlastung), und für einen Wolframspiraldraht in Gasfüllung bei 2770° abs. (normale Spannung), 2970° abs. (20 % Überlastung) und 3070° abs. (30 % Überlastung).[1]) Dabei wurde die Aschkinasssche Formel für Metalle zugrunde gelegt, deren Geltung bis zu sichtbaren und ultravioletten Wellenlängen zwar zweifelhaft erscheint, die aber zum mindesten für Relativwerte genügende Genauigkeit geben dürfte, um einen Überblick zu erhalten.[2]) Die Formel lautet:

$$E_\lambda = c_1 \cdot 0{,}0221 \sqrt{S_0 T} \cdot \lambda^{-5,5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1},$$

worin $c_1 = 3{,}5 \cdot 10^{-5}$, $c_2 = 1{,}46$ gesetzt und λ in cm gerechnet wurde. S_0, der spezifische Widerstand des Metalls, wurde für Tantal zu 0,15 m/mm² und für Wolfram zu 0,049 m/mm² gesetzt.

Tabelle 1 und 2 und Fig. 1 und 2 geben die so erhaltenen Werte für Tantal bzw. Wolfram für verschiedene Spektralbereiche und Temperaturen wieder.

Tabelle 1.

Temp. in Grad abs.	0,3 bis 0,35 μ	0,35 bis 0,4 μ	0,3 bis 0,4 μ	0,4 bis 0,5 μ	0,4 bis 0,8 μ
2200	$6{,}35 \cdot 10^5$	$3{,}31 \cdot 10^6$	$3{,}94 \cdot 10^6$	$5{,}48 \cdot 10^7$	$1{,}80 \cdot 10^9$
2500	$7{,}12 \cdot 10^6$	$2{,}76 \cdot 10^7$	$3{,}46 \cdot 10^7$	$3{,}18 \cdot 10^8$	$6{,}39 \cdot 10^9$
2800	$4{,}73 \cdot 10^7$	$1{,}70 \cdot 10^8$	$2{,}18 \cdot 10^8$	$1{,}23 \cdot 10^9$	$1{,}77 \cdot 10^{10}$

[1]) Die Temperaturangaben verdanke ich der Freundlichkeit von Herrn Dr. A. Meyer.

[2]) Siehe auch O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, S. 129.

Tabelle 2.

Temp. in Grad abs.	0,3 bis 0,35 μ	0,35 bis 0,4 μ	0,3 bis 0,4 μ	0,4 bis 0,5 μ	0,4 bis 0,8 μ
2770	$2{,}16 \cdot 10^7$	$8{,}3 \cdot 10^7$	$1{,}07 \cdot 10^8$	$6{,}19 \cdot 10^8$	$9{,}18 \cdot 10^9$
2970	$6{,}08 \cdot 10^7$	$2{,}24 \cdot 10^8$	$2{,}82 \cdot 10^8$	$1{,}38 \cdot 10^9$	$1{,}63 \cdot 10^{10}$
3070	$9{,}03 \cdot 10^7$	$3{,}41 \cdot 10^8$	$4{,}29 \cdot 10^8$	$1{,}99 \cdot 10^9$	$2{,}13 \cdot 10^{10}$

Spektrale Verteilung der Energie einer Tantalbandlampe.

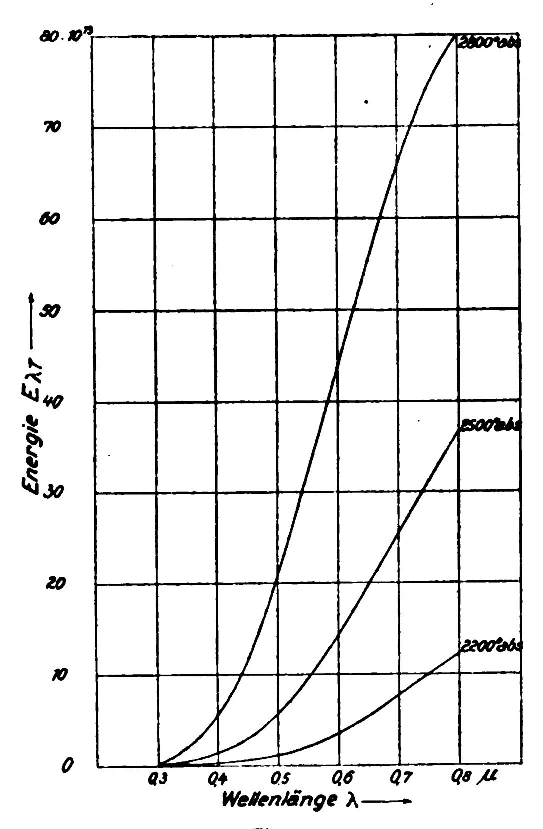


Fig. 1.

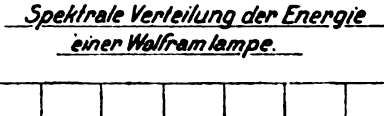
Man ersieht schon hieraus, daß die Ultraviolettenergie durchaus nennenswert ist. Noch deutlicher geht dies aus Tabelle 3 und 4 hervor, in denen die Ultraviolettenergie verschiedener Spektralbereiche in Verhältnis zu der gesamten sichtbaren Energie gesetzt ist.

Tabelle 3.

T abs.	$\frac{E\ 0{,}3-0{,}4\ \mu}{E\ 0{,}4-0{,}8\ \mu}$	$\frac{E\ 0{,}35-0{,}4\ \mu}{E\ 0{,}4-0{,}8\ \mu}$	$\frac{E\ 0{,}3-0{,}35\ \mu}{E\ 0{,}4-0{,}8\ \mu}$
2200	0,22 %	0,18 %	0,035 %
2500	0,54 %	0,43 %	0,11 %
2800	1,23 %	0,96 %	0,27 %

Tabelle 4.

T abs.	$\frac{E\ 0,3-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,8\ \mu}$	$\frac{E\ 0,35-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,8\ \mu}$	$\frac{E\ 0,3-0,35\ \mu}{E\ 0,4-0,8\ \mu}$
2770	1,17 %	0,90 %	0,24 %
2970	1,73 %	1,37 %	0,37 %
3070	2,02 %	1,60 %	0,42 %



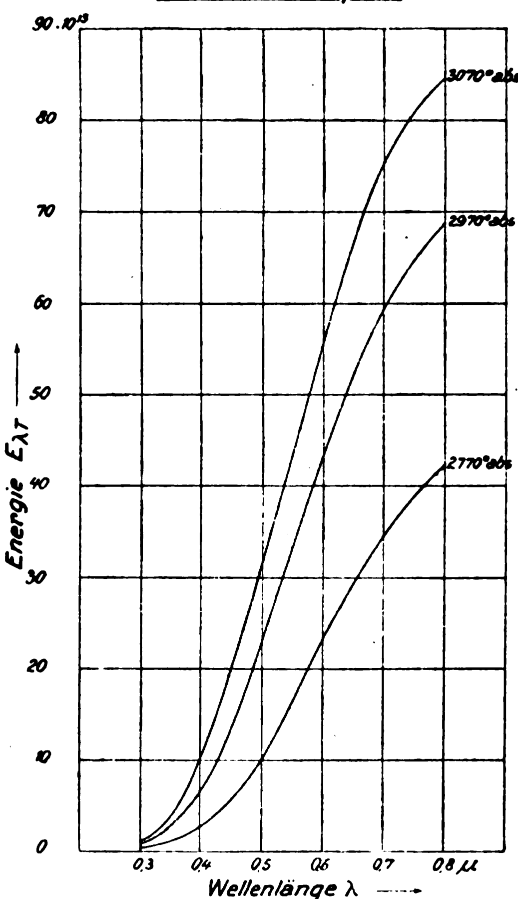


Fig. 2.

Die Verhältnisse werden jedoch noch ganz wesentlich günstiger, wenn man nur photographische Messungen und den Empfindlichkeitsbereich der nichtsensibilisierten Bromsilberplatte berücksichtigt. Siehe Tabelle 5 und 6.

Tabelle 5.

T abs.	$\frac{E\ 0,3-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$	$\frac{E\ 0,35-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$	$\frac{E\ 0,3-0,35\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$
2200	7,2 %	6,04 %	1,16 %
2500	10,9 %	8,65 %	2,24 %
2800	17,7 %	13,8 %	3,84 %

Tabelle 6.

T abs.	$\frac{E\ 0,3-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$	$\frac{E\ 0,35-0,4\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$	$\frac{E\ 0,3-0,35\ \mu}{E\ 0,4-0,5\ \mu}$
2770	16,9 %	13,4 %	3,5 %
2970	20,6 %	16,2 %	4,4 %
3070	21,6 %	17,1 %	4,5 %

Diese Vergleichswerte zeigen, daß die Ultraviolettenergie im Bereiche von 0,3 bis 0,4 μ doch ganz beträchtlich ist. Die Energie selbst kann bei Abbildung nur durch die Temperatur, bei Benutzung der Lampe ohne Abbildung durch die Größe des Leuchtkörpers gesteigert werden.

Damit war die Brauchbarkeit der Lichtquelle erwiesen; es war danach leicht, eine für den beabsichtigten Zweck praktische Form zu finden.

Die Lampe erhielt folgendes Aussehen:

Eine Kugel von ca. 100 mm Durchmesser enthält eine Wolframspirale oder ein Tantalband als Glühkörper. Wenn auch die Temperatur der Tantalbandlampe niedriger ist, so bietet ihre größere strahlende Oberfläche Kompensation und die Bandform Vorzüge bei Abbildung auf Spalt usw. Um die Überhitzung ohne Schaden für die Lampe höher treiben zu können, wird sie mit Stickstoff oder Argon gefüllt. Die Kugel erhält einen Tubus, der wegen der Fabrikation der Lampen eine entsprechende Länge haben muß; auf den Tubus ist eine etwa 2 mm starke Quarzplatte aufgekittet. Mit einer solchen Lampe erhält man ohne allzu lange Expositionszeiten das Ultraviolett bis 220 μμ! Will man sich mit einem kleineren Ultraviolettbereich begnügen, so genügt ein Fenster aus einem Spezialglas, welches das Ultraviolett bis etwa 300 μμ durchläßt. Für besondere Zwecke kann man als Fenster eine Quarzlinse wählen, in deren (einfacher oder) doppelter Brennweite der Leuchtkörper steht, jedoch bei Verwendung einer Wolframspirale so, daß sie unscharf abgebildet wird. Die Konstanz der Lampe ist nach kurzer Alterung ausgezeichnet, ihre Lebensdauer natürlich von der Belastung abhängig. Die Energie kann je nach Glühkörper ziemlich beträchtlich gesteigert werden. Für gewöhnliche Absorptionsmessungen genügt eine Tantalbandlampe mit 2—3 mm breitem und 25 mm langem Band, deren Stromverbrauch je nach Belastung bis 20 Amp. bei 6—8 Volt beträgt. Die entsprechenden Zahlen für eine Wolframspirale von etwa 0,5 mm Fadendurchmesser und ca. 1 cm Spirallänge sind etwa 15—20 Amp. und 6—8 Volt.

Diese Lampe hat sich in der Anwendung als vollkommen ausreichend und außerordentlich bequem erwiesen. Ihre Leistungen sollen noch durch einige Aufnahmen mit einem Krüsschen Quarzspektrographen erläutert werden. In der Fig. 3 ist:



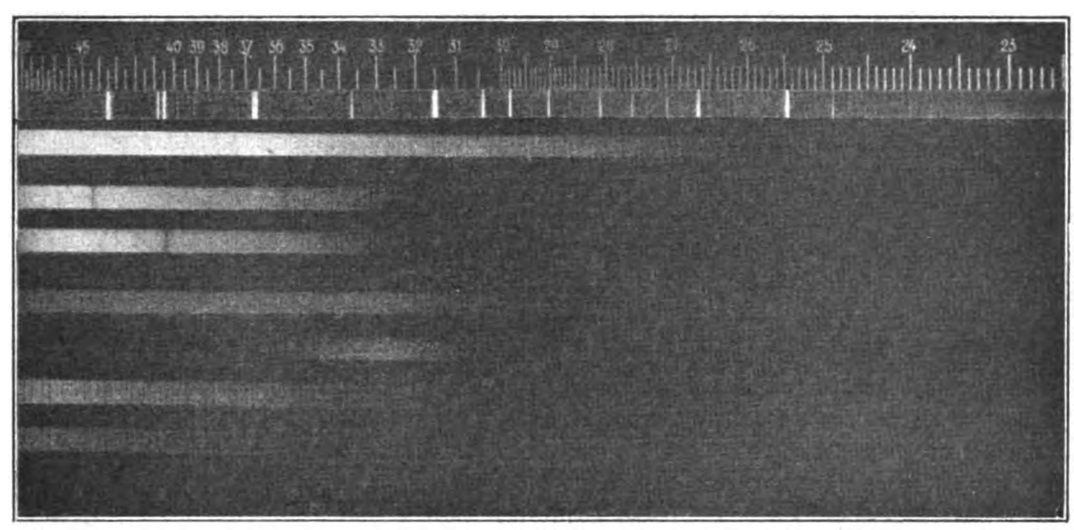


Fig. 3.

1 Spektrum der Quarzquecksilberlampe.
2 Aufnahme mit der neuen Ultraviolettlampe.
3 Absorptionsspektrum von Didymnitrat in Wasser
4 Absorptionspektrum von Samariumnitrat in Wasser
} Konzentration 8%, Schichtdicke 10 mm.
5 Absorptionsspektrum von schwachem Silberfilter (in Durchsicht hellblau).
6 Absorptionsspektrum von starkem Silberfilter (in Durchsicht kaum durchsichtig).
7, 8 } Absorptionsspektr. von NO_2 verschiedener Dichte.

Belichtungszeit 30 Sekunden mit Ausnahme der Quarzlampe (2 Sekunden). Jedoch wurde die lange Belichtungszeit absichtlich gewählt, um die Platte zu überlichten und durch schwache Entwicklung den Kontrast der verschiedenen Spektralbereiche zu mildern.

Die Vorteile der neuen Ultraviolettlampe gegenüber den bisher gebräuchlichen Ultraviolettlichtquellen gehen ohne weiteres aus den Abbildungen hervor. So z. B. dürfte das Spektrum 3 oder 7 der Fig. 3 wohl kaum so schön und sicher mit Quarzlampe oder Funkenstrecke zu bestimmen gewesen sein. Die Absorptionsstreifen sind mit dem Mikrophotometer bequem auszumessen.

Eins ist bei der Lampe störend: die ungleichmäßige Energieverteilung. Jedoch kann man dies durch verschieden lange Expositionszeit zu Messungen in verschiedenen Spektralbezirken kompensieren.

Schließlich kann man den sichtbaren Teil durch Tartrazin- oder Nitrosodimethylanilin oder (für bestimmte Ultraviolettbereiche) durch ein Silberfilter abschwächen und so eine recht gleichmäßige Schwärzung erzielen.

Wieweit sich diese Ultraviolettlampe noch für andere Zwecke eignet, können erst weitere Versuche lehren. Für Absorptionsmessungen ist sie unschätzbar.

Herrn Dr. H. Schering und Herrn Dr. F. Eckert bin ich für Hilfe bei den Rechnungen bzw. Aufnahmen zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 31. Juli 1920.)

Über Frequenztransformation bei Telephonströmen.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Torpedo- und Minen-Inspektion in Kiel.)

Von E. Lübcke.

Bei technischen Messungen an schwachen Wechselströmen niedriger Frequenz tritt die Forderung nach einem hinreichend empfindlichen und handlichen Meßinstrument auf. Schwingende Zungen und Vibrationsgalvanometer erfüllen diese Ansprüche nicht, da sie entweder nicht hinreichend empfindlich sind oder erschütterungsfrei aufgestellt werden müssen. Mit dem Telephon, dem bequemsten und einfachsten Wechselstrommeßinstrument, erreicht man bei der niedrigen Periodenzahl von etwa 50 Schwingungen pro sec keine hohe Empfindlichkeit, denn nach der Ohrenempfindlichkeitskurve von M. Wien[1]) muß zur Erzielung des gleichen Schalleindrucks die Tonintensität bei der Frequenz 50 etwa 10^8mal so groß sein als bei der Tonfrequenz 1000. Um auch für Niederfrequenzmessungen ähnliche Empfindlichkeiten mit dem Telephon zu erzielen wie bei Tonfrequenz, benutzte Herr Prof. Barkhausen einen Unterbrecher, der den Niederfrequenzstrom etwa 500mal in 1 sec zerhackte. Man hört dann im Telephon

[1]) Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **97**, 1, 1903.

einen unreinen Ton von annähernd der Unterbrechungsfrequenz. Für bestimmte Meßzwecke braucht man aber einen reinen Ton, z. B. wenn man die Niederfrequenzenergie mit einem gewöhnlichen Verstärker für drahtlose Telegraphie vergrößern will.

Ein 50-Periodenstrom läßt sich in derselben Weise wie ein im Telephon unhörbarer Gleichstrom durch Zerhacken, wie bereits erwähnt, hörbar machen. Um nun einen Niederfrequenzstrom in einen solchen von 1000 Perioden zu transformieren, wobei der Tonfrequenzstrom möglichst sinusförmigen Verlauf zeigt und die Stromstärke vergrößert ist, so daß also mit dem Telephon eine wesentlich gesteigerte Empfindlichkeit bei Tonreinheit erzielt würde, wurde die im folgenden angegebene Schaltung vom Verfasser als zweckmäßig gefunden.

Als Unterbrecher wurden zwei Summer der Frequenz 550 von Siemens & Halske benutzt. Der eine lieferte als Summer den oszillierenden Gleichstrom zum Betrieb des zweiten, der als ein von dem Magneten gesteuerter Unterbrecher geschaltet war. Da die Eigenschwingungen der beiden Summerfedern gleich sind, erhält man auf diese Weise eine scharfe, absolut gleichmäßige Unterbrechung. Außerdem fand ein rotierender Unterbrecher Verwendung, der zur Hörbarmachung von ganz schwachen Gleichströmen von Prof. Vöge und Dr. Henrich entwickelt worden war. Seine Konstruktion ist aus Fig. 1 ersichtlich. Zwei Federn

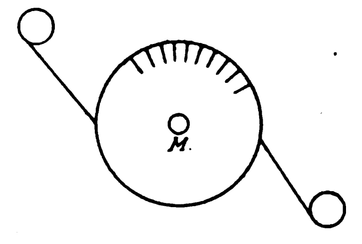


Fig. 1.

schleifen auf einer Silberscheibe. Der Rand ist durch eine Reihe radialer Schnitte in 38 gleiche Teile geteilt, diese Schnitte sind mit Isolierstoff ausgefüllt. Die Strombahn wird nur unterbrochen, wenn beide Federn auf der Schnittstelle aufliegen. Die Wirkung der beiden Unterbrecher auf Gleichstrom ist verschieden, wie die mit einem Oszillographen von Siemens & Halske aufgenommenen Figg. 2 und 3 zeigen. Der vom Summer gesteuerte Unterbrecher unterbricht den Strom vollkommen gleichmäßig (Fig. 2), während der rotierende Unterbrecher etwa fünfmal so lange Kontakt macht, als er den Strom unterbricht (Fig. 3). Unterbricht man Wechselstrom von der Frequenz 50, der durch Resonanzschaltung von Oberschwingungen befreit war, so ergibt sich ein ähnliches Bild. Fig. 4 gibt den durch den Summer und Fig. 5 den durch den rotierenden Unterbrecher zerhackten Strom wieder.



Fig. 2.

Aus Figg. 4 und 5 ersieht man, daß dem 50-Periodenstrom bereits durch das Zerhacken höhere Frequenzen übergelagert sind. Es handelt

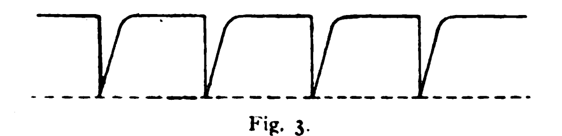


Fig. 3.

sich jetzt darum, dieses Schwingungsgemisch in einen möglichst rein sinusförmigen Wechselstrom von der Frequenz 1000 umzuwandeln. Dieses

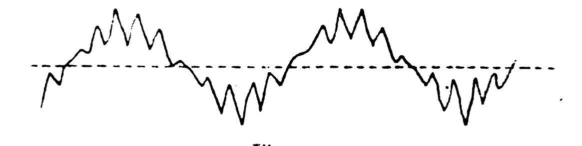


Fig. 4.

wird durch Einschaltung eines Transformators und eines aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Abstimmkreises fast völlig erreicht. Will man

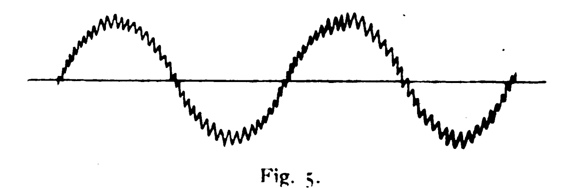


Fig. 5.

nun einen solchen Wechselstrom von Tonfrequenz ohne Schwächung durch diese Hilfsmittel für Meßzwecke herstellen, so muß ein Röhrenverstärker eingeschaltet werden. Es wurde zu diesem Zwecke zunächst ein Drei-Röhren-Niederfrequenzverstärker von Siemens & Halske benutzt. Dieser Verstärker ist derart in seinen elektrischen Größen dimensioniert, daß er die Frequenz 50 besonders gut verstärkt. Mit einem von H. Barkhausen angegebenen Verstärkungsgradmesser der Firma Dr. E. Huth in Berlin wurde für diese Frequenz die Verstärkung zu etwa 800 bestimmt. Gearbeitet wurde mit einer Schaltung nach Fig. 6, wo -50- diesen Niederfrequenzverstärker bedeutet, *T* einen Transformator der Signal-Ges. Kiel ohne Eisenkern mit den Windungszahlen 2950 und 555, *U* den jeweilig benutzten Unterbrecher, *A* den Abstimmkreis mit einem Luftdrehkondensator von maximal 2000 cm Kapazität und einer mit ihm in Serie

geschalteten Selbstinduktion von etwa 10 Henry (das log. Dekrement der Dämpfung beträgt für A etwa 0,1 bei 1000 Perioden), S einen Schalter, mit dem der Abstimmkreis überbrückt werden kann, und Str den Strommesser, entweder das Telephon oder den Oszillographen. Die in dem zerhackten 50-Periodenstrom der Fig. 4 vorhandenen Töne wurden bei einer Frequenz des Summerunterbrechers von 565 zu 515 und 615 durch Vergleich mit von Max Edelmann, München, geeichten Stimmgabeln nach der Schwebungsmethode bestimmt. Die weiterhin vorhandenen Obertöne wurden nach Einschalten der elektrischen Abstimmittel bei der tieferen Einstellung des Drehkondensators zu 1070 und 1165 und bei der höheren zu 1165 und 1250 bestimmt; von diesen sind die erstgenannten Töne die ausgeprägtesten. Die mit dem rotierenden Unterbrecher erzeugte Unterbrechungsfrequenz war 1110, die beiden auftretenden Töne beim Zerhacken des 50-Periodenstromes 1060 und 1160 (Fig. 5). Der nach der Abstimmung erhaltene Stromverlauf war annähernd sinusförmig.

Um einen Vergleich über den mit dieser Schaltung erzielten Gewinn an Lautstärke eines Telephons zu gewinnen, wurde bei einem bestimmten Telephon von 1000 Ohm Gleichstromwiderstand die 50-Perioden-Spannung bestimmt, die zur Erzielung einer bestimmten Lautstärke erforderlich war. In diesem Falle wurde die Spannung so eingestellt, daß man bei 10 Ohm parallel zum Telephon gerade den Ton noch hörte. Das Vorhandensein eines Tones wurde durch Abschalten des Telephons kontrolliert. Man kann auf diese Weise Messungen ausführen, die untereinander bis auf etwa 10% genau sind. Den reinen 50-Periodenstrom hört man bei einer Spannung von 0,7 Volt. Unterbricht man diesen Strom, so ergibt sich bei der Unterbrechung durch den Summerunterbrecher eine 50-Perioden-Spannung von $7 \cdot 10^{-3}$ Volt und durch den rotierenden Unterbrecher von $10 \cdot 10^{-3}$ Volt. Es ist also allein durch Einschalten eines Unterbrechers die zur Erzeugung eines Toneindrucks erforderliche 50-Perioden-Spannung auf etwa das 100fache herabgesetzt worden. Die bei der oben genannten Schaltung nach Fig. 6 erhaltenen Spannungswerte

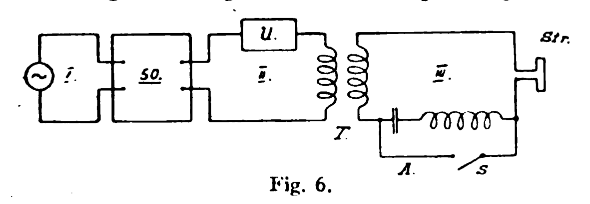


Fig. 6.

sind in die Tabelle eingetragen. Die Spannung ist jetzt um mehr als das 1000fache geringer als bei unzerhacktem 50-Periodenstrom.

Tabelle.

Toneindruck, hervorgerufen durch eine 50-Perioden-Spannung.

Bei unbeeinflußtem 50-Periodenstrom	0,7 Volt	
Bei unterbrochenem 50-Periodenstrom, und zwar	mit Summer	mit rot. Unterbrecher
	Volt	Volt
Ohne Verstärker, ohne Abstimm.	$7 \cdot 10^{-3}$	$10 \cdot 10^{-3}$
Mit 50-Per.-Verstärker, ohne Abst.	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
" " mit Abst. (tief)	$3 \cdot 10^{-4}$	$10 \cdot 10^{-4}$
" " mit Abst. (hoch)	$3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$
" 1000-Per.-Verstärker, ohne Abst.	$4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$
" " mit Abst. (tief)	$8 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
" " mit Abst. (hoch)	$4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$

Da den meisten Laboratorien ein Niederfrequenzverstärker nicht zur Verfügung steht, wohl aber ein solcher für Zwecke der drahtlosen Telegraphie, der besonders für die Verstärkung von Strömen der Frequenz 1000 gebaut ist, wurde eine geeignete Schaltung zur Verwendung einer solchen ausprobiert und als beste die in Fig. 7

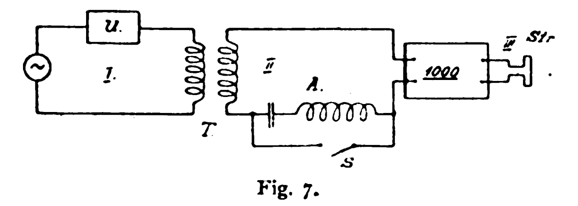


Fig. 7.

angegebene gefunden. Schickt man den zerhackten 50-Periodenstrom von der Form, wie die Figg. 4 und 5 zeigen, durch einen F.T.-Verstärker, so tritt, trotzdem der benutzte Drei-Röhren-Verstärker von Dr. E. Huth, Berlin, für die Frequenz 1000 eine etwa 1000fache Verstärkung ergab, keine wesentliche Verbesserung in der Wiedergabe durch das Telephon ein, da die Hauptenergie, wie man aus den Figg. 4 und 5 ersieht, noch in der Frequenz 50 enthalten ist. Das Einschalten des Transformators T brachte schon eine Besserung, da die hohe Frequenz im Kreise II besser hervortrat als im Kreise I. Das Einschalten des Abstimmkreises A im Kreise II auf der Eingangsseite des Verstärkers beseitigt die tiefen Frequenzen.

Die zur Erzielung eines Toneindruckes erforderlichen 50-Perioden-Spannungen können der Tabelle entnommen werden. Die Werte sind um etwa das 10000fache geringer als bei reinem 50-Periodenstrom. Es zeigt sich jetzt der rotierende Unterbrecher mit etwa 1100 Unterbrechungen in 1 sec dem Summerunterbrecher mit etwa 550 Unterbrechungen in 1 sec überlegen. Der Ton ist klar und rein und die Abstimmung scharf einstellbar.

Naturgemäß treten beim rotierenden Unterbrecher wegen der veränderlichen Unterbrechungsfrequenz infolge Änderungen der Umlaufszahl des Motors leichter Tonschwankungen auf. Die Kurvenformen der auf diese Weise aus dem 50-Periodenstrom genommenen 1000-Periodenströme zeigen die Figg. 8, 9 und 10, und zwar gibt Fig. 8 den

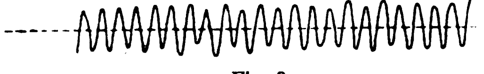


Fig. 8.

Strom im Kreise III wieder, bei möglichst genauer Resonanzeinstellung des Abstimmkreises unter Benutzung des Summerunterbrechers; Fig. 9 denselben Strom, aber bei Verstimmung des Abstimmkreises.

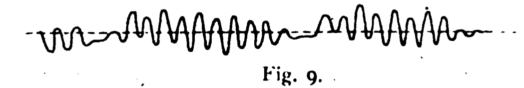


Fig. 9.

Fig. 10 ist bei Verwendung des rotierenden Unterbrechers aufgenommen. Man sieht, wie infolge der sich ändernden Unterbrechungsfrequenz leichte Schwebungen auftreten. Die Figg. 9 und 10 sind

Fig. 10.

nicht ohne weiteres vergleichbar, da die Umlaufsgeschwindigkeit der photographischen Trommel nicht stets die gleiche und die Empfindlichkeit der Meßschleifen verschieden eingestellt war.

Das Ergebnis ist folgendes: Man kann mit einem gewöhnlichen Summerunterbrecher oder mit einem rotierenden Unterbrecher unter Zwischenschaltung eines Transformators und Abstimmkreises einen schwachen 50periodigen Wechselstrom in einen Wechselstrom von etwa 1000 Perioden herauftransformieren.

Beim Einschalten eines Niederfrequenzverstärkers vor dem Unterbrecher kann die zur Erzielung eines Toneindrucks bei einem bestimmten Telephon erforderliche 50-Perioden-Spannung etwa 1000mal geringer sein als wenn man den 50-Periodenstrom unbeeinflußt durch das Telephon schickt; beim Einschalten eines Tonfrequenzverstärkers nach dem Unterbrecher kann diese Spannung sogar etwa 10000mal geringer sein.

Für ganz feine Messungen wird man zweckmäßig den 50-Periodenstrom zuerst durch einen Niederfrequenzverstärker schicken und dann erst die in Fig. 7 angegebene Schaltung anwenden. Die Benutzung von weiteren Verstärkern und Abstimmkreisen wird wegen der Selbsterregung durch letztere nicht wesentlich gesteigert werden können.

(Eingegangen am 22. Juli 1920.)

60. Hauptversammlung des Vereins deutscher Ingenieure.

Die Hauptversammlung des Vereins deutscher Ingenieure umfaßte mit den Sitzungen der im Rahmen des Vereins bestehenden Gesellschaften, Ausschüsse und Arbeitsstellen ein stattliches Gebiet der deutschen Technik. In der Zeit vom 20. bis 22. September tagten der Deutsche Ausschuß für Technisches Schulwesen, die Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, die Deutsche Gesellschaft für Bauingenieurwesen, der Ausschuß für Technik und Landwirtschaft, Ausschuß für Technische Mechanik, die Arbeitsgemeinschaft deutscher Betriebsingenieure, der Normenausschuß der Deutschen Industrie.

Die Tagung wurde am Montag, den 20. September, vormittags 9 Uhr in der Aula der Technischen Hochschule, Charlottenburg, in Gegenwart von Vertretern zahlreicher Behörden, Anstalten und befreundeten Vereinen, darunter auch unsere Gesellschaft, durch Generaldirektor Reinhardt-Dortmund, eröffnet, der in seiner Ansprache ausführte: Die anhaltenden Schwierigkeiten der wirtschaftlichen Lage Deutschlands lasten schwer auch auf den technisch-wissenschaftlichen Aufgaben des Vereins deutscher Ingenieure und haben ihn gezwungen, im Berichtsjahr den Umfang dieser Aufgaben hier und da zu beschränken. Zum Ausgleich demgegenüber hat sich der Verein mit doppeltem Eifer der vertieften Bearbeitung und Fortentwicklung wichtiger Einzelgebiete der Technik gewidmet, so in den Zweigen der Wärmewirtschaft, der Metallkunde, der landwirtschaftlichen Technik, des Bauingenieurwesens, des technischen Schulwesens usw. Neugegründete Zweiggesellschaften sind hier in einer für das Gemeinwohl ersprießlichen Arbeit begriffen. Die deutsche Industrie hat Verständnis für die Notlage der technischen Wissenschaften bekundet und tritt für die Notwendigkeit der Fortführung der wissenschaftlichen Aufgaben des Vereins ein. Die Hauptforderung für die Gegenwart heißt: Arbeit, vermehrte Arbeit und vermehrte Erzeugung zu demselben Gesamtlohne!

Unterstaatssekretär a. D. Prof. W. v. Moellendorf sprach dann über „Der Wirkungsgrad". An den Begriff „Wirkungsgrad", der jedem Maschinentechniker als Verhältnis der erzielten Leistung zum Leistungsaufwand geläufig ist, anknüpfend, erweitert Moellendorf ihn über die engere sonderfachliche Begriffsauffassung hinaus und sucht das Gebiet der Technik mit einer Weltanschauung zu verbinden. Er knüpft an Schopenhauer an, nennt Wirkungsgrad geradezu den Gütemaßstab aller zweckhaft angewandten und der Kausalität (dem „zureichenden Grunde des Werdens") unterworfenen Naturerscheinungen und verlangt vom In-

genieur, sich dieses Sachverhaltes erstens in seiner vollen Bedeutung und zweitens in seiner Begrenztheit klar bewußt zu werden. In unserem mechanistischen Zeitabschnitt durchsetze die Frage nach dem Wirkungsgrad als dem Verhältnis nutzbarer zu aufgewandter Arbeit das ganze gesellschaftliche Leben. Der jetzige öffentliche Einfluß der Techniker sei zu gering. Aber nicht durch Übergriffe und durch Ansprüche auf Anderleuts Rechte, sondern durch Besinnung auf eigene Pflichten, durch eine wahrhaft wirkungsgradliche Denk- und Handlungsweise werde die Technik zu der ihr gebührenden Geltung gelangen.

Anschließend sprach Direktor Jung (Samsonwerk, Berlin) und Oberingenieur Hanner (M. A. N.) über „Die Wirtschaftlichkeit der Werkstattarbeit". Beide sehen in technischer Erziehung nach den Grundsätzen der Wirtschaftlichkeit eine dringende Aufgabe unserer Zeit.

Der zweite Verhandlungstag war den Sitzungen der verschiedenen an den Verein angeschlossenen Gesellschaften und Ausschüsse gewidmet. Im Deutschen Ausschuß für Technisches Schulwesen, der zusammen mit der Arbeitsgemeinschaft deutscher Betriebsingenieure tagte, sprach Baurat Dr.-Ing. Lippart-Nürnberg über die „Mitwirkung der Ingenieure und der Industrie an Ausbildungs- und Erziehungsaufgaben".

Der Deutsche Ausschuß für Technisches Schulwesen hat durch Berufsfachleute Lehrgänge für die praktische Unterweisung in der Werkstatt und Lehrblätter für die Unterstützung des gewerblichen Unterrichts ausgearbeitet. Aber neben der Ausbildung der Jugend erfordert auch die berufliche Weiterbildung aller in der Industrie tätigen Facharbeiter, Meister und Ingenieure die gleiche Beachtung. Diesem Zwecke sollen Facharbeitsgemeinschaften und Vorlesungseinrichtungen dienen, die ebenfalls vom Verein deutscher Ingenieure geschaffen sind. Der Äußerung auf der Reichsschulkonferenz, daß in den letzten Jahrzehnten für die große Masse des Volkes jede wirksame Erziehung zur Arbeit aufgehört habe, widerspricht die Tatsache der von Technikern und der Industrie in der Ausbildung unseres Volkes zur Berufstätigkeit geleisteten Mitarbeit.

Dr. Heylandt berichtete über „Lehrlingsausbildung" im Anschluß an die Werkschulausstellung, die vom Deutschen Ausschuß für Technisches Schulwesen in der Zeit vom 17. bis 24. September veranstaltet worden ist.

Ferner sprach Prof. C. Matschoß über „Praktikantenausbildung", Direktor Volk über „Ausbildung von Betriebsleitern" und Dr.-Ing. Wedemeier über „Technisches Vorlesungswesen".

In der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde berichtete Prof. Dr. Fraenkel über „Vergütbare Aluminiumlegierungen". Er berichtete über die Eigenschaft gewisser magnesiumhaltiger Aluminiumlegierungen, die nach Erhitzung auf bestimmte Temperaturen und darauf folgender plötzlicher Abkühlung (Abschreckung) im Laufe weniger Tage wesentlich fester werden, ohne an Schmeidigkeit einzubüßen. Mit Hilfe der Messung der wechselnden elektrischen Leitfähigkeit wurde die Geschwindigkeit jenes Vorganges unter wechselnden Bedingungen untersucht. Es wird vermutet, daß es sich hierbei um einen tatsächlich chemischen Vorgang handelt. Oberingenieur Czochralski sprach über die „Schwärzung von Aluminium". Oberingenieur Steudel berichtete über „Einfache Materialprüfungsvorrichtungen". Dr. Masing behandelte die Frage der Rekristallisation. Diese Erscheinung tritt bei allen Metallen unter geeigneten Bedingungen, besonders bei erhöhter Temperatur, auf. Die Kristallkörner, aus denen die Metalle bestehen, wachsen und verändern ihre Eigenschaft und ihre Gestalt. Hierdurch erwächst einerseits eine Gefahr für Metallgegenstände, die höheren Temperaturen ausgesetzt werden, andrerseits die Möglichkeit, technische Eigenschaften im Metall zu erzeugen. Dr.-Ing. E. H. Schulz lieferte Beiträge zur Frage des „Ersatzes von Kupfer durch andere Metalle".

Am dritten Verhandlungstage wurde in der Gesellschaft für Metallkunde von Dr. Mäkelt über „Ersatzmetalle bei chemischen Vorgängen" berichtet. Man erkennt, daß gerade dieses neue Glied des Vereins deutscher Ingenieure eine große Menge physikalisch-chemischer Aufgaben bearbeitet. Da eine Zentralstelle für die systematische Durcharbeitung dieser volkswirtschaftlich äußerst bedeutungsvollen Fragen noch fehlt, ist die Anregung des leztgenannten Vortragenden, daß die Deutsche Gesellschaft für Metallkunde diese Stelle sein soll, dankbar zu begrüßen.

Der Ausschuß für Technische Mechanik hielt am 21. September eine Sitzung ab, in der Prof. Dr. Föttinger über die Analogien zwischen Hydrodynamik und Elektromagnetismus sprach.

Parallel zu den angeführten Verhandlungen fanden außer den reinen Geschäftssitzungen des Vorstandes und des Vorstandsrates noch Sitzungen der Arbeitsgemeinschaft deutscher Betriebsingenieure, der deutschen Gesellschaft für Bauingenieurwesen, der Ausschüsse für Technik und Landwirtschaft und des Normenausschusses der deutschen Industrie statt. Die Abendstunden waren geselligen Veranstaltungen gewidmet.

Im ganzen zeigte die Tagung, daß nach der Stockung in der Kriegszeit reges wissenschaftliches Leben im Verein deutscher Ingenieure blüht, das sich nach den verschiedensten Richtungen kundtut und schon in erheblichem Maße in die Grenz-

gebiete des eigentlichen Ingenieurwesen nach der physikalischen und chemischen Seite eindringt.

Bk.

Besprechungen.

Esselborn, **Lehrbuch für Elektrotechnik.** 1230 S., Sachregister, 1664 Abb. Leipzig, Wilhelm Engelmann, 1920. Geh. M. 60,—, geb. M. 72,— und 50% Verleger- und 20% Sort.-T.-Z.

Neben den Lehrbüchern des Tiefbaues, Hochbaues und Maschinenbaues ist jetzt von Esselborn auch ein Lehrbuch der Elektrotechnik herausgegeben, dessen einzelne Kapitel von den unten namhaft gemachten Autoren bearbeitet sind. Das Werk umfaßt in zwei Bänden das gesamte Gebiet der Elektrotechnik und ist nicht nur, wie das Vorwort sagt, für den Studierenden technischer Lehranstalten und Hochschulen, sondern auch für jüngere bereits in der Praxis stehende Techniker bestimmt.

Es enthält zunächst zwei Eingangskapitel, eines über Allgemeine Elektrotechnik (K. Fischer), das als Einleitung in knapper Darstellung die wichtigsten Sätze der Vektor-Analysis bringt, und sodann über das elektrische und magnetische Feld, die elektromagnetischen Induktionserscheinungen und die Theorie der Wechselströme bis zu den Stromkreisen mit räumlich verteilten Konstanten und damit den Ausgleichsvorgängen auf langen Leitungen, Wanderwellen und Überspannungen vordringt. Das zweite einleitende Kapitel behandelt die Elektrotechnische Meßkunde (K. Hohage), in dem außer den verschiedenen Meßmethoden und -Instrumenten auch ihre Anwendung bei der Untersuchung elektrischer Maschinen und Transformatoren behandelt werden. Den Hauptteil des ersten Bandes nimmt das Kapitel über die Elektrischen Maschinen und Apparate ein, das auf die Theorie, Wirkungsweise und Konstruktion derselben eingeht.

Der zweite Band enthält zunächst Elektrische Zentralen, Hochspannungsanlagen und Leitungsnetze (G. W. Meyer), sodann Elektromotorische Antriebe (K. Meller und G. W. Meyer). In dem letzteren Kapitel werden elektrische Anlagen im Bergbau, ferner Hüttenanlagen, Werkzeugmaschinen, Druckerei- und Papiermaschinen, sowie der elektromotorische Antrieb in der Textilindustrie, bei der Personen- und Güterbeförderung, im Gewerbe und Landwirtschaft, auf Schiffen und bei elektrischen Bahnen behandelt. Ein weiteres Kapitel bringt das Wissenswerteste über Elektrische Beleuchtung (F. R. Heintzenberg). Es folgt ein Kapitel über Elektrisches Signalwesen (G. Schmidt und K. Fink), das in seinem Hauptteil die verschiedenen Fernmeldeeinrichtungen, angefangen vom Haustelegraphen, über Fabriksignaleinrichtungen, Grubenanlagen, Diebstahlsicherungen, Fernmeldung irgendwelcher Arbeitsvorgänge, Kommandoapparate, Uhrenanlagen und Feuermeldeeinrichtungen behandelt. Ein zweiter Teil des Kapitels bringt die Verwendung der Elektrizität bei der Zugsicherung und beschreibt darin die Blockeinrichtungen, elektrische Stellung von Weichen und Signalen sowie die elektrischen Läutewerke. Im Kapitel Telegraphie und Fernsprechwesen (G. Schmidt) werden alle wichtigen zurzeit benutzten Apparate für Telegraphie und Telephonie bis zu den modernsten, so dem Siemensschnelltelegraphen, sowie ferner die Leitungen für Telegraphen und Fernsprechanlagen eingehend besprochen. Das Schlußkapitel bildet die Drahtlose Telegraphie (K. Mühlbrett), in dem auch die Wirkungsweise und Anwendung der Kathodenröhren mit Hilfselektrode Berücksichtigung gefunden hat.

Im Ganzen ist zu sagen, daß auf dem gegebenen Raume eine große Fülle von wertvollem Stoff in durchweg klarer und übersichtlicher Darstellung gebracht ist. Das Buch erfüllt dadurch neben seinem Zweck als Lehrbuch auch noch den eines knappen Hand- und Nachschlagebuches. Erwünscht wäre allerdings in einzelnen Kapiteln eine etwas eingehendere Angabe von Literaturstellen, auch aus Zeitschriften, in Form von Fußnoten gewesen, da es naturgemäß bei dem beschränkten Raume nicht möglich ist, die einzelnen Themata erschöpfend zu behandeln. Die Literaturstellen würden aber dem eingehender Interessierten angeben, wo er sich erschöpfend Auskunft holen kann; die Mitteilung der benutzten Bücher am Schlusse der betreffenden Kapitel ist dafür nicht ausreichend. Vielleicht läßt sich dieses bei der nächsten Auflage nachholen.

Im übrigen scheint etwas Wichtiges kaum unberücksichtigt geblieben zu sein, nur möchte der Berichter u. a. die Dauermagnete im Kapitel Allgemeine Elektrotechnik, entsprechend ihrer, zumal für die Meßinstrumententechnik, erheblichen Bedeutung, etwas eingehender behandelt wissen. Ferner ist in dem sonst ausgezeichneten Kapitel über elektrotechnische Meßkunde an einigen Stellen der Stil etwas zu knapp. So gibt der Satz auf Seite 169: „Eine Verzerrung der Kurvenform erzielt man durch Schaltung eines Ohmschen Widerstandes in Reihe mit einer eisengeschlossenen Drosselspule oder einem unbelasteten Transformator", doch dem Studierenden zu wenig Fingerzeige. Ferner würde sich empfehlen, bei den Schaltungen zur Leistungsmessung eines der für die Zählertechnik nicht unwichtigen Verfahren zur Messung einer Drehstromleistung mit Nulleiter mittels nur zweier messender Systeme zu bringen.

Die Drehfeldzähler von Siemens & Halske sind gänzlich veraltet, (Seite 213) und der folgende Satz könnte den Eindruck erwecken, als wenn nur die AEG.-Zähler mit einer Metallscheibe arbeiten, während diese doch jetzt allgemein gebräuchlich ist.

Bei der Trennung der Eisenverluste (Seite 234) wäre die Methode von Richter zu erwähnen, zumal bei dem jetzt viel verwendeten hochlegierten Blechen sich die Behauptung, daß der Hysteresisverlust proportional der Periodenzahl sei, nicht mehr allgemein aufrecht erhalten läßt.

Die Stromwandler, die doch für Hochspannungszentralen eine sehr große Bedeutung haben, sind in dem Kapitel über „Elektrische Maschinen und Apparate" gar zu knapp behandelt; sie werden in drei kurzen Abschnitten abgetan.

Zum Schluß wäre noch auf einen Punkt hinzuweisen, das ist die Benutzung der Formelzeichen. Es wäre sehr erwünscht, wenn die vom Verband vorgeschlagene und in den neueren Büchern auch durchweg angenommene Bezeichnungsweise gerade in einem Lehrbuch allgemeine Anwendung gefunden hätte, so daß z. B. für die Wechselfrequenz nicht mehr m sondern das allgemein angenommene ω gesetzt würde.

Der Bedeutung des Buches sollen die gemachten Bemerkungen jedoch keinen Abbruch tun, und es ist ihm bei der mustergiltigen Ausstattung, sowohl was Druck als auch Abbildungen anbelangt, eine weitgehende Verbreitung zu wünschen.

H. Gewecke.

Kolbe, L., **Flüssige Luft**, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff. VIII und 430 S., 207 Abb., 17 Tab. i. T., 6 Tfln. Leipzig, J. A. Barth, 1920. M. 42,—, geb. M. 50,—.

Dies ist eine wohl zu begrüßende erweiterte deutsche Ausgabe des Werkes von Georges Claude in Paris: „Air liquide, oxygène, azote". Dies Werk ist durch eine sehr anschauliche Darstellungsweise ausgezeichnet, des weiteren durch einigermaßen gleichmäßige Berücksichtigung der phänomenologisch behandelten theoretischen Grundlagen der Gasverflüssigung und der praktischen Erfahrungen der Technik, insbesondere derjenigen von Claude selbst. Geheimrat Kolbe hat sich auch einer lebhaften Ausdrucksweise befleißigt, welche zusammen mit der schönen Sammlung sachgemäß gewählter Abbildungen (von einfachen Versuchen und Apparaten bis zu den großen Anordnungen der heutigen Technik) selbst dem fernerstehenden Leser die Gebiet nahe bringen dürfte. Des weiteren ist die deutsche Ausgabe durch vielfache Ergänzungen, Richtigstellungen, durch Ein-

fügung von Abschnitten und Kapiteln dem heutigen Stande der Gasverflüssigung angepaßt.

Der einführende erste Teil behandelt (in 3 Kapiteln) die Gasgesetze, den kritischen Punkt und die permanenten Gase. Der zweite Teil wendet sich (in 4 Kapiteln) der technischen Lösung der Luftverflüssigung zu; die Entspannung der Gase wird besprochen und die Entwicklung von Siemens bis Hampson, Linde und Claude geschildert. (Die Entspannung durch Freiausströmung, sowie mit Wiedergewinnung äußerer Arbeit.) Im dritten Teil wird in 6 Kapiteln die Aufbewahrung, sowie die physikalischen Eigenschaften der flüssigen Luft besprochen, dabei eine Reihe hübscher Versuche beschrieben. Zum Kapitel über die Edelgase sei bemerkt, daß die Grundlagen der Wegenerschen Hypothese der Existenz eines Geokoroniums hinfällig sind, seit dem bereits 1917 gelungenen Nachweis von J. Stark, daß die sog. Nordlichtlinien Funkenlinien von Stickstoff sind. Zu der erwähnten Anwendung der Edelgase für Gleichrichter und Lautverstärker in der Funkentelegraphie sei bemerkt, daß die gasgefüllten Röhren für solche Zwecke nicht allein versuchsweise verwendet wurden, daß sich vielmehr die Hochvakuumröhren in der Praxis eingebürgert haben. Des weiteren werden in diesem Teil des Werkes die chemischen Eigenschaften des flüssigen Sauerstoffs, sowie seine Verwendung als Sprengmittel im Bergbau besprochen. Im nun folgenden vierten und letzten Teile wird die Scheidung der Luft in ihre Bestandteile behandelt. Im speziellen sei erwähnt die fraktionierte Destillation der flüssigen Luft, die Bestimmung der Verdampfungsmenge flüssiger Luft beim Übergang vom kritischen zum atmosphärischen Druck, die Kältewiedergewinnung. Die Sauerstoffgewinnung nebst der vorgängigen Verflüssigung des Luftsauerstoffs, die Rektifikation der flüssigen Luft nebst Gewinnung reinen Stickstoffs und der Edelgase aus der Luft, sowie die Wasserstoffgewinnung aus Gasgemischen, insbesondere aus Wassergas. Den Schluß dieses Teiles bildet die Beschreibung mehrerer Anlagen zur Sauerstoff- oder Stickstoff-, sowie zur Wasserstoffgewinnung. Endlich folgen brauchbare physikalisch-chemische Tabellen, eine Zusammenstellung der Deutschen Reichspatente auf dem Gebiete Gasverflüssigung und Gasscheidung, sowie der Vakuumgefäße, eine ausführliche Literaturübersicht der monographischen und Zeitschriftenveröffentlichungen.

R. Swinne.

Lorenz, H., **Technische Anwendungen der Kreiselbewegung.** Erweiterter S. A. aus der Z. d. V. d. I., Jahrg. 1919, S. 1224. 100 S., 67 Abb. Verlagsabteilung des Vereins Deutscher Ingenieure, Berlin 1920. Geh. 8,— M., geb. 10,— M.

H. Lorenz gibt hier eine gedrängte Behandlung der Kreiseldynamik mit den Hilfsmitteln der höheren Mechanik. Der Stoff erstreckt sich auf die physikalischen Kreiselerscheinungen, und deren technische Anwendung insbesondere im Fahrzeugbetriebe an der Erdoberfläche, auf dem Wasser und in der Luft. Terrestrische Einflüsse, Schwingungen, Reibungserscheinungen und Stabilitätsfragen werden in übersichtlicher, die bekannten Lehrbücher der technischen Mechanik wirksam ergänzender Weise erörtert.

W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Vom Wintersemester 1920—1921 ab ist an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg ein Seminar für technische Mechanik ins Leben gerufen worden, welches unter Leitung von Prof. Hamel durch die Herren: Geheimrat Cranz, Dr. Everling, Dr. Hort, Geheimrat E. Meyer, Prof. Reissner, Prof. Rothe und Prof. Weber wahrgenommen wird. Das Seminar wird aller 14 Tage Dienstags, von 6—8, erstmalig am 2. November 1920, stattfinden. Behandlungsgegenstand im ersten Semester wird die Theorie und Anwendung von Schwingungsvorgängen in der Technik sein. Der Betrieb des Seminars wird derartig geführt werden, daß nach orientierenden Ausführungen der oben genannten Dozenten die Studierenden in der Ausarbeitung bestimmter Kapitel aus den verschiedenen Teilen der Schwingungslehre angeleitet werden, die dann in den Seminarstunden zum Vortrag kommen sollen.

Wien. Auf Antrag des Professorenkollegiums der Wiener Technischen Hochschule hat das Unterrichtsamt die Errichtung einer Unterabteilung für Feuerungs- und Gastechnik genehmigt. Die chemisch-technische Schule wird sich daher künftig in zwei Unterabteilungen, für technische Chemie und für Feuerungs- und Gastechnik gliedern. Die Laboratoriumsübungen in der Technologie der Brennstoffe, die schon bisher in der Versuchsanstalt der Hochschule abgehalten wurden, werden für die Feuerungs- und Gastechniker obligat sein. Vorläufig ist mit Rücksicht auf den Platzmangel die Aufnahme auf 20 Hörer beschränkt.

Personalnachrichten.

Berlin. Der Direktor der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft Geh. Baurat Prof. Dr. Georg Klingenberg in Charlottenburg wurde als Mitglied in das Kuratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt berufen.

Braunschweig. Geh. Hofrat Prof. Dr. phil. h. c., Dr.-Ing. h. c. Hans Geitel in Wolfenbüttel wurde zum ordentlichen Honorarprofessor an der Technischen Hochschule in Braunschweig ernannt.

Breslau. Der Hamburger Privatdozent Dr. Jakob Nielsen hat den an ihn ergangenen Ruf auf den durch den Weggang des Prof. E. Steinitz an der Technischen Hochschule zu Breslau erledigten Lehrstuhl der Mathematik angenommen.

Halle. Dem Privatdozenten für Physik an der Universität Halle Prof. Dr. Julius Herweg wurde ein Lehrauftrag zur Vertretung der Forschungsmethoden der neuesten Physik erteilt.

Kiel. Dem Privatdozenten an der Universität Kiel Prof. Dr. Richard Neuendorff wurde ein Lehrantrag für angewandte Mathematik erteilt.

Marburg. Prof. Dr. Clemens Schaefer in Breslau hat den Ruf auf den Lehrstuhl der Physik an der Universität Marburg als Nachfolger von Geh. Reg.-Rat Richarz angenommen.

München. Den Privatdozenten an der Münchener Technischen Hochschule Dr. Max Dieckmann (Reine und angewandte Physik), Dr.-Ing. Guido Zerkowitz (Maschinenbaukunde) wurde der Titel und Rang eines außerordentlichen Professors verliehen.

Stuttgart. An der Technischen Hochschule in Stuttgart erhielten die venia legendi: Dr. Hans Reichenbach für Physik und Dr.-Ing. Winfried Schumann für Hochspannungstechnik und Elektrotechnik.

Würzburg. Prof. Dr. Johannes Stark in Greifswald wurde zum ordentlichen Professor der Physik an der Universität Würzburg als Nachfolger von Prof. Wilh. Wien ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Erste Jahrestagung in Nauheim
20. bis 25. September 1920.

Die Geschäftssitzung am 20. September 1920 wurde durch den ersten Vorsitzenden mit folgender Rede eröffnet:

Meine Herren!

Im Namen des Vorstandes eröffne ich die erste Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und zugleich die erste Sitzung der Abteilung III der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte.

Ich begrüße Sie im Namen des Beirates und des Vorstandes und gebe unserer Freude Ausdruck, daß unsere Mitglieder und Gäste so zahlreich erschienen sind. Ganz

besondere Freude bereitet es uns, daß so viele Mitglieder der Abteilung III der Naturforscherversammlung (der reinen Physik) als Gäste zu uns gekommen sind.

Die Jahrestagung bezweckt nach unserem Programm den persönlichen Verkehr der Mitglieder und deren gegenseitige Förderung durch Vorträge und Vorführungen. Ich hoffe, daß dies im weitgehendstem Maße der Fall sein wird und daß die Mühe und Arbeit des Vorstandes nicht umsonst gewesen sein wird.

Dem Einführenden unserer Gesellschaft, Herrn Prof. Jentzsch, sprechen wir gleichzeitig unseren Dank für seine Bemühungen aus. Wenn nicht alles immer so klappen sollte, wie es wünschenswert wäre, so wollen Sie daran denken, daß wir in einem Badeort sind, in dem die technischen Möglichkeiten nicht allzu große sind, so daß manche Schwierigkeit zu überwinden war und zu überwinden sein wird, bis die für unsere Vorträge notwendigen Einrichtungen gut laufen.

Auch der Stadt Nauheim sprechen wir für die gastliche Aufnahme und ihre Mühewaltung und Unterstützung unseren Dank aus.

Wenn wir unsere erste Jahrestagung abhalten, so ist es wohl am Platze, einen Rückblick auf das verflossene erste Geschäftsjahr unserer Gesellschaft zu halten. Die Gesellschaft wurde am 6. Juni 1919 mit etwa 125 Mitgliedern gegründet und in der Hauptversammlung am 7. November 1919 konstituiert. Die Mitgliederzahl ist im verflossenen Jahre über unsere Erwartungen hinaus gestiegen. Sie beträgt zurzeit über 500, davon ca. 35 korporative Mitglieder (Institute, Firmen usw.). Auch jetzt noch steigt die Mitgliederzahl von Monat zu Monat in erfreulicher Weise und auch der erste Differenzialquozient der Mitgliederzahl nach der Zeit ist immer noch beträchtlich. Dabei ist erwähnenswert, daß unsere Gesellschaft nicht nur, wie man wohl behaupten darf, sämtliche technische Physiker umfaßt, sondern, daß sie auch gemäß ihrem Programm und ihrer Arbeit Anziehungskraft auf sehr weite Kreise der physikalisch interessierten Ingenieure und der akademischen Physiker ausgeübt hat.

Im Laufe des Jahres haben sich zwei Ortsgruppen gebildet, nämlich die Ortsgruppe Kiel mit etwa 50 Mitgliedern und die Ortsgruppe Hamburg mit etwa 25 Mitgliedern. Namentlich der Ortsgruppe Kiel müssen wir unsere besondere Anerkennung für ihre große Rührigkeit, das Werben der hohen Mitgliederzahl, die Abhaltung der sehr interessanten Vortragsversammlungen usw., aussprechen. Die Bildung weiterer Ortsgruppen ist im Gange, so daß auch hier bald erfreuliche Ergebnisse zu erwarten sind.

Wenn wir unserer Freude über die Entwicklung der Gesellschaft Ausdruck geben, so müssen wir auch unserer Verluste gedenken. Die Gesellschaft verlor durch Tod in diesem Jahre:

Herrn Geimrat Dr.-Ing. h. c. Werner von Siemens, Siemensstadt,
Herrn Prof. Dr. A. Raps, Siemensstadt bei Berlin,
Herrn Geheimrat Prof. Dr. F. Richarz, Marburg an der Lahn,
Herrn Dr. Hermann Spohn, Berlin NW. 87.

Was diese Namen für die technische Physik bedeuten, ist schon, oder wird noch an anderer Stelle ausführlich dargelegt werden. Wir unsererseits werden den Verschiedenen stets ein ehrendes Andenken bewahren, und ich bitte Sie, sich zur Bekräftigung dieses Gelöbnisses von Ihren Plätzen zu erheben.

Als die wichtigsten Aufgaben der Deutschen Gesellschaft für technische Physik wurden bei der Gründung der Gesellschaft folgende bezeichnet:

Herausgabe einer Zeitschrift und eines Referateblattes, Förderung der technischen Physik und der Ausbildung der technischen Physiker.

Trotz der kurzen Zeit unseres Bestehens haben wir diese Ziele vollständig erreicht. Die Zeitschrift für technische Physik hat sich nach Überwindung der ersten Schwierigkeiten in dem von uns gewünschtem Sinne entwickelt und durch die Vielseitigkeit ihres Programms, sowie namentlich durch die „Zusammenfassenden Berichte“ einen beachtenswerten Platz erworben. Das anläßlich der Jahrestagung herausgegebene Heft 9 charakterisiert den Umfang und das Programm unserer Zeitschrift in glücklicher Weise. Noch wichtiger schien uns die Gründung eines erstklassigen Referateblattes, das schnell und umfassend referiert. Es gelang uns die Zusammenlegung der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“ und der „Fortschritte der Physik“ zu einem neuen Organ, den „Physikalischen Berichten“, über deren Vielseitigkeit und Schnelligkeit des Referierens, abgesehen von kleinen zu beseitigenden Mängeln, nur allseitige Befriedigung in unseren Kreisen besteht. Herr Dr. Mey, der sich speziell der Zeitschriftenfragen angenommen hat, wird hierüber noch ausführlicher berichten.

Die Durchführung dieser Zeitschriftenunternehmungen, die von unserer Seite ganz erheblicher Zuschüsse bedürfen, ist uns durch eine Reihe größerer Zuwendungen ermöglicht worden. Ich nehme mit größter Freude Gelegenheit, an dieser Stelle die uns gewährten Zuwendungen bekanntzugeben:

Firma Siemens & Halske (S.-S.-Werke) .	Mk.	100000,—
„ A. E. G. auf 5 Jahre	„	50000,—
„ Osram-Gesellschaft auf 3 Jahre .	„	30000,—
„ C. P. Goerz A.-G. Berlin-Friedenau auf 3 Jahre	„	25000,—
„ Carl Zeiss, Jena	„	25000,—
„ Dr. Erich Huth, G. m. b. H. Berlin	„	2000,—
„ Verkehrs- und Nachrichten-Ges. .	„	2000,—
„ Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin	„	10000,—
Herr Dipl.-Ing. Ferd. Thilo, Leipzig .	„	200,—

Allen diesen Firmen und denjenigen Mitgliedern, die sich um den Erhalt dieser Zuwendungen besonders verdient gemacht haben, sind wir zu größtem Dank verpflichtet und wir werden nicht verfehlen, weiter dahin zu streben, durch unsere Arbeit, unsere Organisation und unsere Zeitschriften die physikalische Technik zu fördern und zu unterstützen, sowie der technisch-physikalisch arbeitenden Industrie Zeit und Arbeit zu sparen. Wir geben der Hoffnung Ausdruck, daß auch andere Firmen uns durch solche Zuwendungen weiterhin unterstützen werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt unseres Programms betraf die Ausbildung unseres Nachwuchses. Nachdem ganz besonders in den letzten Jahren die technische Physik ihre Bedeutung für die Entwicklung der Technik bewiesen hat, ist der Bedarf an technischen Physikern außerordentlich gestiegen. Jedoch sind auch gleichzeitig die Anforderungen an diese ganz wesentlich gewachsen, so daß schon heute Schwierigkeiten bestehen, geeignete Kräfte zu erhalten. Nur das allerbeste Material mit der weitgehendsten Ausbildung ist für die Technik gerade gut genug, da an die Leistungen der technischen Physiker die allergrößten Erwartungen gestellt werden.

Daß die bisherige Ausbildung der Physiker eine sehr gute war, beweist der Umstand, daß eine prozentisch große Zahl technischer Physiker leitende Stellungen inne hat. Auf der anderen Seite dürfen wir aber nicht vergessen, daß unsere Ausbildung auch Mängel aufwies, die wir nur durch intensive Arbeit unter Aufwendung von Zeit und Mühe ausgleichen konnten. Was wir brauchen, ist das Studium der Physik auf möglichst breiter Grundlage, jedoch unter Erweiterung auf technische Nebengebiete. Hierzu können am besten die Technischen Hochschulen dienen. Bisher machte jedoch das Studium der Physik an den Technischen Hochschulen insofern Schwierigkeiten, als die Studenten nicht in der Lage waren, an der Hochschule auch ihr Abschlußexamen zu machen. Es ist nun den Bemühungen unserer Gesellschaft im Zusammenarbeiten mit den Hochschullehrern gelungen, die Einrichtung des Studiums der technischen Physik an den Hochschulen, sowie des Diplom-

ingenieur- und Doktorexamens der technischen Physik durchzusetzen. An einer Reihe von Hochschulen, wie Danzig, Dresden, Braunschweig, Karlsruhe usw. hat man bereits für das kommende Semester das Studium der technischen Physik eingerichtet, während in Preußen die Vorarbeiten hierzu im Gange sind. Ein Sonderfall bedeutet München, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll. Unsere Gesellschaft hat sich mit den betr. Hochschulen in Verbindung gesetzt, hat einen idealen Studienplan ausgearbeitet und ihre Bestrebungen hinsichtlich des Studiums und der Prüfungsordnungen dargelegt. Es ist klar, daß solch ein Studienplan erst allmählich den an den Technischen Hochschulen gebotenen Möglichkeiten angepaßt werden kann, daß sich erst aus den Erfahrungen im Laufe der Zeit event Abänderungen und Richtlinien ergeben werden.

Wir legen den größten Wert darauf, daß nicht etwa das Studium der technischen Physik schematisiert wird, sondern daß die breite umfassende Basis des physikalischen Studiums, wie sie sich bisher glänzend bewährt hat, erhalten bleibt, daß aber daneben dem Studenten Gelegenheit geboten ist, sich diejenigen technischen Kenntnisse, die er später in der Praxis braucht, schon während des Studiums anzueignen. Ich erwähne hier nur Elektrotechnik, Maschinenelemente, Technisches Zeichnen, Festigkeitslehre, Thermodynamik der Wärmekraftmaschinen usw.

Wir sind überzeugt, daß der so ausgebildete Nachwuchs an technischen Physikern einen wichtigen Faktor zur Förderung der deutschen Technik und zum Erhalt ihrer überragenden Weltstellung bilden wird.

Daneben hoffen wir auch, für das Studium der Physiker an den Universitäten Ratschläge geben zu können, wie deren Studium für diejenigen, die sich der Praxis zuwenden wollen, geeignet gestellt werden kann.

Wenn wir auf das verflossene Jahr zurückblicken, so können wir sagen, daß wir die Ziele, die wir uns gesteckt hatten, schneller als erwartet erreicht haben und daß wir mit den bisherigen Erfolgen zufrieden sein können. Das soll für uns ein weiterer Ansporn sein, nicht auf unseren Lorbeeren auszuruhen, sondern weiter zu arbeiten und weiter zu streben im Interesse der deutschen Technik, der deutschen Wirtschaft und der Allgemeinheit.

Zum Schluß gebe ich der Erwartung Ausdruck, daß unsere Jahrestagung in dem von uns erwarteten Sinne uns gegenseitige Fühlungnahme, interessante Vorträge und persönliches Näherkommen und Anregungen in gemütlichem Beisammensein bieten wird und daß jeder von uns diese Jahrestagung mit Gewinn und angenehmen Erinnerungen verlassen wird.[1])

Der zweite Vorsitzende Dr. K. Mey berichtet sodann über die beiden Zeitschriftenunternehmungen der Gesellschaft, nämlich die Zeitschrift für technische Physik und die Physikalischen Berichte:

Die Zeitschrift für technische Physik hat in der kurzen Zeit ihres Bestehens sich bei ständig steigender Zahl der Mitglieder und sonstigen Bezieher günstig entwickelt. Die Schriftleitung ist bemüht, den Kreis der behandelten Stoffe dauernd zu erweitern und insbesondere dem ganzen Umfang der technischen Physik entsprechend, außer der Thermodynamik, Elektrizitätslehre, Optik usw. auch die Gebiete der technischen Mechanik, die die wissenschaftlich arbeitenden Ingenieure berühren, zur Geltung kommen zu lassen. Die Erweiterung des Referateteils sowie der persönlichen und Hochschulmitteilungen entsprechen dem Wunsche vieler Mitglieder. Auch ist es von Vorstand und Schriftleitung dankbar empfunden worden, daß viele Mitglieder durch Ratschläge und Kritik an der Entwicklung teilgenommen haben. Auch künftig ist diese Mitwirkung erwünscht, durch die eine gedeihliche Entwicklung der Zeitschrift wesentlich gefördert wird.

[1]) Hier sich anschließende weitere Ausführungen von Geh. Rat Hallwachs werden mit der zugehörigen Aussprache in der nächsten Nummer veröffentlicht werden.

Die Kosten der Zeitschrift übersteigen bei den ganz unerwartet hochgestiegenen Papierpreisen und Druckerlöhnen und weil auf eine gute Ausstattung nicht verzichtet werden soll, bei weitem den Mitgliederbeitrag; immerhin wird die Verlagsbuchhandlung Joh. Ambrosius Barth mit Rücksicht auf die im ganzen recht erfreuliche Entwicklung in der Deckungsfrage sich in dankenswerter Weise entgegenkommend zeigen.

Die Physikalischen Berichte sind aus dem Bedürfnis der in der Technik stehenden Physiker nach einem Referateblatt entsprungen und ein Hauptgrund für die Gründung unserer Gesellschaft gewesen. Als dann von der Deutschen physikalischen Gesellschaft der Wunsch nach gemeinsamer Arbeit ausgesprochen wurde, ist dem gern stattgegeben worden. Außerordentlich rasch hat sich die Zusammenarbeit mit ihr und der Verlagsanstalt Friedr. Vieweg & Sohn entwickelt und konnte die gesamte Organisation durch Herrn Scheel in kurzer Zeit zur vollen Höhe ausgebaut werden. Die Zahl der Zeitschriften, über die berichtet wird, beträgt weit über 300, die der Referenten ca. 130. Die allmählich besser werdende Verbindung mit dem Ausland wird noch eine beträchtliche Erhöhung der Zahl der berücksichtigten Zeitschriften bringen.

Naturgemäß finden sich in den erschienenen Heften noch manche Unebenheiten hinsichtlich der Länge und Güte der Referate, die aber im Laufe der Zeit ausgeglichen werden dürften.

Auch für die Ausgestaltung der Physikalischen Berichte hat sich die Mitarbeit des Leserkreises als sehr nützlich erwiesen. Viele Anregungen z. B. hinsichtlich Überschrift der Seiten, Druck der Titel usw. sind durchgeführt worden. Anderen konnte leider nicht stattgegeben werden, da ihnen häufig schwere Bedenken wegen der Kostenfrage entgegenstanden. Im allgemeinen ist von den Lesern zum Ausdruck gebracht worden, daß der Umfang eines durchschnittlichen Referates nicht über $^1/_3$ Seite und bei wichtigen und umfangreichen Arbeiten nicht über $^1/_2$ oder ganze Seite hinauszugehen brauchte, um ein Bild vom Inhalt der Arbeit zu geben.

Die Zahl der Bezieher, die in ständigem Steigen begriffen ist, beträgt über 700, davon 300 nicht zu den Gesellschaften Gehörende. Trotzdem werden die Physikalischen Berichte für dieses Jahr einen außerordentlichen hohen Zuschuß von ca. 80000,— Mk. erfordern, der sich für das nächste Jahr voraussichtlich kaum ermäßigen wird. Die Physikalische Gesellschaft trägt davon 5000,— Mk. und die Preußische Akademie der Wissenschaften 10000,— Mk., so daß für unsere Gesellschaft der Rest von ungefähr 65000,— Mk. zuzuschießen bleibt. Infolge der von Dr. Gehlhoff erwähnten reichen Spenden industrieller Firmen ist die Gesellschaft zunächst in der Lage, diese Kosten zu tragen. Wir richten aber an alle Physiker die Bitte, für die Weiterbeschaffung von Mitteln zu wirken, insbesondere auch bei süddeutschen Firmen und Akademien, da die ganze weitere Entwickelung der Kostenfrage höchst unsicher ist. Es wird sich z. B. kaum eine Erhöhung der Referentenhonorare umgehen lassen. Der Absatz der Berichte ins Ausland steigt ganz erfreulich. Wir beabsichtigen in nächster Zeit ein besonderes Werbeblatt zu versenden, und bitten alle unsere Freunde, ihre Bekannten und Freunde im Ausland auf die „Berichte" aufmerksam zu machen, da diese Bezieher wegen der finanziellen Seite der Sache besonders wertvoll sind.

Eine tiefgehende Änderung des Redaktionsgeschäftes ist von Herrn Lenard gewünscht worden, der die Einführung von sogenannten Zwischenredakteuren vorschlägt. Das sollen etwa ein Dutzend ältere und auf bestimmten Gebieten voll erfahrene Physiker, insbesondere Ordinarien von den Hochschulen sein, die die Arbeiten ihres Gebietes zur Durchsicht und Ergänzung vor dem Druck vorgelegt bekommen. Insbesondere sollen diese Zwischenredakteure Hinweise auf frühere Veröffentlichungen über den gleichen



Gegenstand einfügen, da in ausländischen Arbeiten die Unsitte immer mehr einreißt, Vorgänger, besonders deutsche, unerwähnt zu lassen. So wünschenswert dem Vorstand diese unzweifelhafte Verbesserung des Inhalts auf den ersten Blick auch schien, so wenig hat er sich dem Vorschlag nach eingehender Prüfung anschließen können. Es träte eine Verdoppelung des ganzen Brief- und Zeitschriftenversandes, der Anmahnungen, die nicht immer erquicklich sind, der Geschäfts- und Portokosten ein, sodann eine erhebliche Verzögerung in der Schnelligkeit der Veröffentlichung und eben so große Schwierigkeiten rein persönlicher Natur, indem viele Berichterstatter kaum geneigt sein werden, sich ihre Referate über Gebiete, auf denen sie selber voll sachkundig sind, überprüfen zu lassen. Auch der Wunsch nach Kennzeichnung der Prioritäten muß zurücktreten, denn es kann den Autoren nicht abgeschlagen werden, gegenüber den Bemerkungen der Referenten Erwiderungen und Verteidigungen zu bringen. Das aber geht über den Rahmen der Berichte, die einfach ein Bild des Inhalts der erschienenen Arbeiten geben sollen, völlig hinaus und muß den Fachzeitschriften überlassen werden. Immerhin ist diese Frage außerordentlich wichtig, und der Vorstand bittet um möglichst ausführliche Äußerung zu dem Antrag des Herrn Lenard.

In der anschließenden Erörterung sprachen die Herren Pirani, Prandtl, Rohn, Gehrts, Gehrcke, Gehlhoff, Mey, v. Karmàn u. a. vorzugsweise über die Möglichkeit der Einführung von Zwischenredakteuren, sowie über die weitere Ausgestaltung der Berichte. Die Aussprache ergab, daß die Versammlung die jetzige Organisation der Physikalischen Berichte beizubehalten wünscht; nach einem Schlußwort von Dr. K. Mey wurde schließlich der Antrag Lenard abgelehnt.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. M. Berek, Wetzlar, Schwalbacherstraße.
- Herr Dr Ernst Bryk, Höchst a. M., Hochmuhl 4.
- Herr Prof. Dr. Harry Dember, Dresden.
- Herr Dr. Alfr. Engel, Darmstadt, Taunusstraße 42.
- Herr Dr. R. Fürstenau, Berlin W. 35, Kurfürstenstraße 146.
- Herr Dr. W. Hammer, Freiburg i. B., Im Grün 6.
- Herr Dr. W. Hofmann, Leipzig, Phys. Institut der Universität.
- Herr Studienrat Dr. Kraemer, Meuß, Kaiser Friedrichstraße 120.
- Frau Dr. Olga Kudlac, Wien II, Vereinsgasse 10.
- Herr Dr. Werner Loest, Neukölln, Bergstraße 112.
- Herr Ing. Karl Lohs, Ludwigshafen a. Rh., Roonstraße 2.
- Herr Prof. Dr. E. Marx, Leipzig.
- Herr Dr. Ferd. Müller, Mainkur-Fechenheim (Kreis Hanau), Waldstraße 25.
- Körperschaft Physik. Institut der Technischen Hochschule, Aachen.
- Herr Prof. Dr. Regener, Stuttgart.
- Herr Prof. Dr. M. Reich, Göttingen, Prinz Albrechtstraße 18.
- Herr Dr. Karl Reichert, Wien VIII/2, Bennogasse 24.
- Herr Dr. Franz Rother, Leipzig, Linnéstraße 5.
- Herr Ing. Dr. phil. Hugo Scheuble, Leoben, Steiermark, Montanistische Hochschule.
- Herr Dipl.-Ing. Schleusner, Breda (Holland), Catharinastraat 17.
- Herr cand. phil. Franz Simon, Berlin-Wilmersdorf, Landhausstraße 14.
- Herr Dr. Strasser, Ludwigshafen a. Rh. (Bad. Anilin- und Sodafabrik).
- Herr Dr. Erich Tiede, Berlin SW. 29, Belle-Alliancestraße 40[1].
- Herr Prof. Dr. M. Trautz, Heidelberg, Untere Neckarstraße 32.
- Herr Prof. Dr. Josef Tuma, Prag I, Deutsche techn. Hochschule.
- Herr Prof. Dr. A. Wehnelt, Berlin-Friedenau.
- Herr Dr. M. Weth, Assistent im Phys. Institut der Universität Greifswald, z. Z. Beuel bei Bonn, Bahnhofstraße 16.
- Herr Prof. Dr. Max Wien, Jena (Phys. Institut).
- Herr Dr. Zahn, Berlin, Reichstagsufer 3 p.
- Herr Prof. Dr. C. Zeisig, Darmstadt, Hochschulstraße 2 (Phys. Institut).

Seitens des Herrn Dr. C. A. Hartmann, Charlottenburg:
- Herr Direktor Ernst Hartmann, Duisburg, Pappenstraße 5.
- Firma Kabelwerk Duisburg.

Seitens des Herrn Dr. H. Koppe, Adlershof:
- Herr Dr. W. Müller, Berlin, Memelerstraße 1 II.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Martens, NW.:
- Herr Prof. Dr. Erwin Lohr, Brünn, Deutsche Technische Hochschule.

Seitens des Herrn Dr. Hans Rukop, Berlin-Halensee:
- Herr Ing P. Paschen, Nürnberg, Humboldstraße 8.

Seitens des Herrn Dr. Otto Spieß, Charlottenburg:
- Herr Dr.-Ing. M. Weiset, Charlottenburg, Windscheidstraße 3.

Seitens des Herrn Dr. G. Szivessy, Münster i. W.:
- Firma Schmidt & Haensch, Berlin.

Seitens des Herrn Dr. Wetthauer, (P. T. R. Marchstr. 25):
- Herr Dipl.-Ing. Gustav Schmaltz, Inh. der Firma Gebrüder Schmaltz, Offenbach a. M.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

- Herr Dr. Oskar Arendt, Berlin W. 50, Kurfürstendamm 227.
- Herr Heinrich Beck, Meiningen, Nachtigallenstr. 13.
- Firma C. Conradty, Nürnberg.
- Herr Dr. Dannmeyer, Hamburg-Groß-Borstel, Moorweg 50.
- Herr Dr. Ottomar Hartleb, Hamburg 20, Ludolfstraße 42.
- Herr Dr. Glitscher, i. Fa. Anschütz & Co., Neumühlen-Dietrichsdorf bei Kiel.
- Herr Karl Küppers, Chemiker, Aachen, Hubertusstraße 58.
- Fräulein Dr. Ellen Lax, Charlottenburg, Leibnizstraße 18[1].
- Herr Johannes Mahrenholz, Studienrat, Cottbus, Kaiser Friedrichstraße 116.
- Herr Dr. M. Moeller, Berlin W., Kleiststraße 9.
- Herr Dr. Ludw. Müller, Hamburg 19, Gabelsbergerstraße 2.
- Herr Dr. O. Oettgen, Cottbus, Dresdenerstraße 133.
- Herr Geh. Reg.-Rat Dr.-Ing. e. h. Prof. M. Rudeloff, Direktor des staatlichen Materialprüfungsamtes, Berlin-Lichterfelde-West.
- Herr W. Schaller, Ingenieur, Kiel, Frankestraße 20
- Herr Dr. Ernst Seckelsohn, Berlin W. 30, Landshuterstraße 36.
- Herr Dr. Martin Sjöström, Upsala (Schweden).
- Herr Prof. Dr. Teichmüller, Karlsruhe, Beleuchtungstechnisches Institut der Technischen Hochschule.
- Herr Arthur Wuromus, Ingenieur, Teltow, Lindenstraße 17.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1920 Erster Jahrgang Nr. 11

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Quantitative Vorlesungsversuche.[1]

Von W. E. Pauli.

1. Nachweis der Proportionalität zwischen Masse und Gewicht.

Der zu dem quantitativen Versuche benutzte Apparat wird durch die Figg. 1 und 2 dargestellt. Eine horizontale dünne Stahlachse läuft möglichst leicht auf den Friktionsrädern *F*. Auf die Achse kann eine Scheibe *S* aufgesetzt werden, die durch eine Schraube *R* festgeklemmt wird; ein kleiner Metallstift, der vom Gegenlager aus nahe der Achse die Scheibe durchdringt, verhindert eine Drehung der Scheibe gegen die Achse. Fest mit der Achse verbunden ist ein Schnurlauf *L*, der ca. 25 Windungen einer Schnur aufnehmen kann. Hängt man ein Gewicht an das Ende der Schnur (*P*), so versetzt dieses das drehbare System in Rotation. Die Zahl der Umdrehungen, die das System unter der Einwirkung der Kraft (Gewicht) pro Zeiteinheit macht, kann durch ein Zählwerk abgelesen werden. Dasselbe besteht nur in einer Zahnübertragung, nämlich einem durch die Achse gehenden Metallstift, der mit seinen beiden Enden in ein Zahnrad (*Z*) eingreift, an welchem der Zeiger sitzt, der auf der kreisrunden Skala (*A*) die halben Umdrehungen anzeigen kann. Das Zahnrad *Z* hat ca. 60 Zähne; demnach dürfte also die in einer bestimmten Zeit abgelesene Umdrehungszahl höchstens 30 betragen.

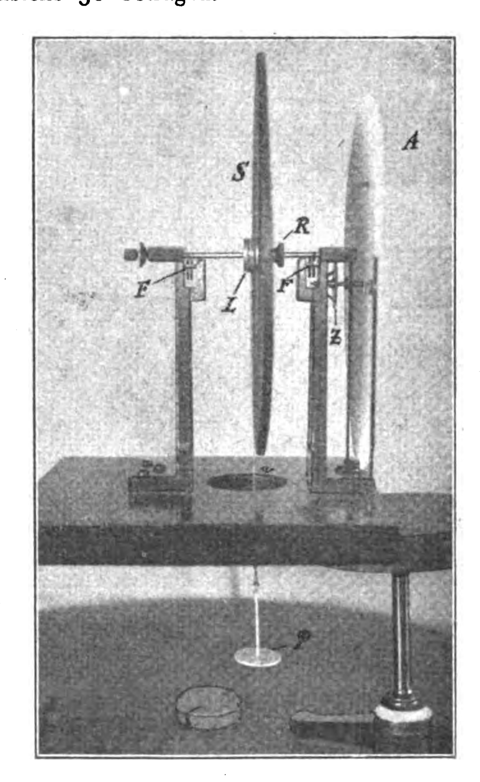


Fig. 1.

Der Versuch wird folgendermaßen ausgeführt: Man setzt eine Scheibe aus Holz (Durchmesser ca. 27 cm, Dicke ca. 0,5 cm) auf die Achse, legt ein Gewicht von ca. 200 g auf den Aluminiumhalter und mißt nun in einer bestimmten Zeit (ca. 5") die Zahl der Umdrehungen, welche die Kraft bei der gegebenen Masse (Holzscheibe) hervorgebracht hat. Nun setzt man anstatt der Holzscheibe eine Metallscheibe von gleichem Durchmesser und gleicher Dicke auf und wiederholt den Versuch unter gleichen Bedingungen.

[1]) Die hier mitgeteilten Versuche sind gelegentlich einer Vorlesung ausgearbeitet worden, die als Experimentalphysik III u. IV in zwei Semestern regelmäßig an der Jenaer Universität gehalten wird. Diese Vorlesung ist für Fortgeschrittene gedacht, also für Studierende, die sowohl die grundlegenden Vorlesungen über Experimentalphysik I u. II, das physikalische Praktikum, als auch die mathematischen Vorlesungen über Infinitesimalrechnung gehört haben. Sie soll vor allem den Übergang von der reinen Experimentalphysik zu den theoretischen Vorlesungen erleichtern und zudem die Studierenden auch mit schwierigeren quantitativen Experimenten bekannt machen. Diese Vorlesung wurde an der Universität Jena zuerst gehalten von dem auf dem Felde der Ehre gefallenen Prof. K. Baedeker, später von dem Verfasser. Die hier mitgeteilten Versuche stammen größtenteils von dem Verfasser, doch sind auch einige Anordnungen aufgenommen, die schon in der Baedekerschen Vorlesung gezeigt wurden. Letztere sind mit (Baedeker) bezeichnet.

Die Zahl der Umdrehungen, welche die gleiche Kraft (200 g) bei verschiedenen Massen (Holz und Metall) in gleichen Zeiten (5″) hervorbringt, ist ein direktes Maß für die Trägheit und damit der Massen. Die Umdrehungszahl ist umgekehrt proportional der Trägheit. Bei dieser Anordnung sind die Gewichte der Scheiben bzw. die Erdschwere ausgeschaltet, da bei der symmetrischen Verteilung der Massen und durch die „Aufhängung" derselben ihr Gewicht fortfällt. Die Kraft besorgt lediglich eine Beschleunigung der Massen in einer Weise, daß die Erdschwere ausgeschaltet ist.

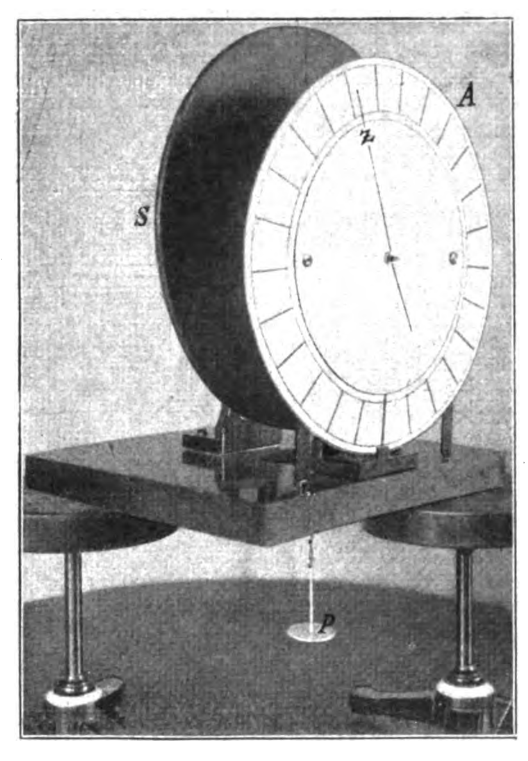


Fig. 2.

Um die Massen quantitativ zu bezeichnen, wird ihr Gewicht in g eingesetzt, was erlaubt ist, da die Massen an demselben Ort und zu derselben Zeit mit der Wage gemessen sind.

Während des Versuches wird die Zeit mit einer hörbar tickenden Sekunden- (Pendel-) Uhr gemessen.

Es hat sich herausgestellt, daß die Messung der halben Umdrehungen der Scheibe genügt, jedoch kann leicht eine größere Genauigkeit erzielt werden durch Einsetzen eines z. B. vier Zähne enthaltenden Rädchens auf die Achse.

Da alle Massen, welche außer der Scheibe noch an der Rotation teilnehmen, die Genauigkeit der Messung beeinträchtigen, so sind Achse, Schrauben, überhaupt sämtliche Metallteile möglichst leicht gearbeitet. Das Ergebnis zeigt, daß bei der angegebenen Konstruktion die entstehenden Fehler hinreichend klein sind.

Beispiel einer Messung (Mittelwerte aus sechs Bestimmungen):

Zahl der gemessenen Umdrehungen in 5″:

Holzscheibe	Zinkscheibe
$n = 19{,}5$	$n_1 = 8$

Gewicht der

Holzscheibe	Zinkscheibe
$p = 226\,g$	$p_1 = 584\,g$

also:

$$n : n_1 = p_1 : p$$
$$19{,}5 : 8 = 584 : 226 .$$

2. Apparat zur Veranschaulichung der „östlichen" Abweichung eines frei fallenden Körpers.

Der Nachweis der Abweichung des frei fallenden Körpers von der Vertikalen ist bekanntlich mit den normalerweise zu Gebote stehenden Mitteln nicht auszuführen, da die Abweichung in der Richtung der Erdrotation bei einer Fallhöhe von ca. 160 m in unseren Breiten nur ca. 25 mm beträgt. Durch den in Fig. 3 abgebildeten Apparat, der die Verhältnisse beim frei fallenden Körper wiedergibt, ist es jedoch leicht, das Phänomen zu demonstrieren und die Größe der Abweichung in ihrer Abhängigkeit zu zeigen von der Rotationsgeschwindigkeit und der Fallhöhe. — Es ist A eine Zinkscheibe von ca. 65 cm Durchmesser bei etwa 4 mm Dicke, die, auf eine Schwungmaschine gesetzt, in Rotation versetzt werden kann. Ein kreisförmiger Zinkring Z von 30 mm Höhe und 20 cm Durchmesser ist konzentrisch auf die Scheibe Z aufgesetzt und stellt den Äquatorkreis der Erde dar. An den Klemmschrauben $S_1 S_2$, zwischen welchen ein dünner Draht befestigt wird, kann ein Aluminiumwürfel B eingehakt werden; B ist der Körper, der zum „Erdmittelpunkt" gravitiert. Die Gravitationskraft wird durch eine Spiralfeder C aus dünnem Stahldraht dargestellt, die an dem Körper B einhakt; sie ist an dem entgegengesetzten Ende der Scheibe bei D befestigt, d. h. also, sie läuft durch den „Erdmittelpunkt". Der Ring Z trägt, damit freier Spielraum für C vorhanden ist, an den zwei gegenüberliegenden Stellen die Ausschnitte F_1 und F_2. Befindet sich also die Feder in gespanntem Zustande, so gravitiert B nach dem Erdmittelpunkt. Aus dem bis jetzt Gesagten ergibt sich schon die Wirkungsweise des Apparates: Wird der Körper B plötzlich bei $S_1 S_2$ losgelöst, so „fällt" er nach dem Erdmittelpunkt zu; die Auftreffstelle wird durch eine kleine, an B befindliche Spitze auf einem weißen Pappstreifen markiert, der über den Ring Z bei F befestigt wird. Zu diesem Zweck wird ein Pappstreifen von der nachstehenden Form mit

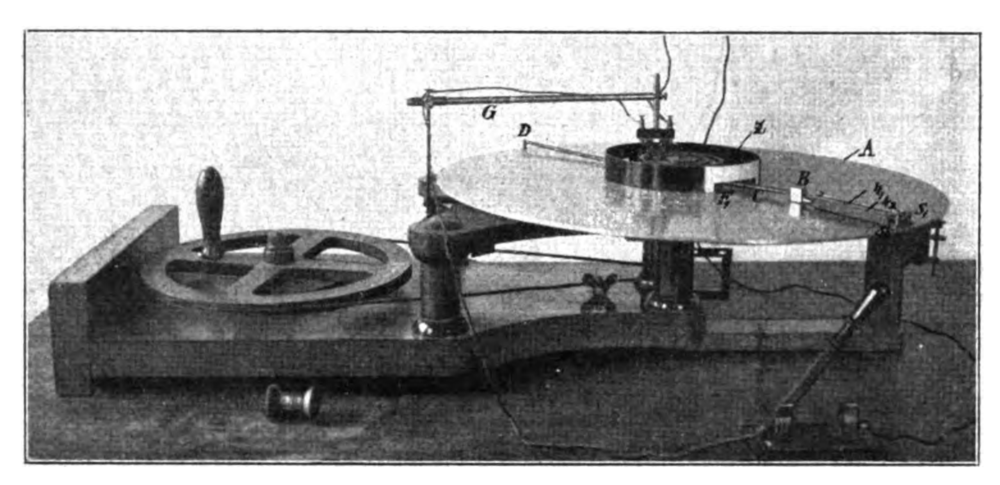


Fig. 3.

den Enden a_1 und a_2 in kleine Führungen (aufgelötete Blechstreifen) gesteckt. Die an B befind-

a_1 o o_1 a_2

liche Spitze wird sich also bei o markieren, wenn das ganze System ruht. Versetzt man nun die Scheibe in langsame Rotation und läßt B während derselben „fallen", so wird sich die Spitze bei o_1 markieren; o o_1 ist also die Abweichung von der Vertikalen in der Rotationsrichtung. Damit nun der Körper B auch während der Rotation ohne jede Störung von $S_1 S_2$ ausgelöst werden kann, läßt man die Auslösung durch den elektrischen Strom besorgen. Klemmt man zwischen $S_1 S_2$ einen dünnen Draht (winkelförmig) und läßt den Körper B, an dem ein kleiner Haken sitzt, hier einhaken, so kann ein Ablösen von B stattfinden auch während der Rotation, indem man den dünnen Draht zwischen $S_1 S_2$ plötzlich durchschmilzt. Zu dem Zweck befinden sich innerhalb des Ringes Z auf einer isolierten Masse (Vulkanfiber) aufgeschraubt zwei Kupferringe, die durch zwei unter der Scheibe A verlaufende Drähte mit S_1 und S_2 verbunden sind. Auf diesen Kupferringen schleifen kleine Bürsten, welche mit einer Batterie (ca. 20 Volt) in Verbindung stehen. Die Einstellung der Bürsten auf die Kupferringe geschieht durch den Arm G, welcher an der Rotationsmaschine aufgeschraubt wird. Ist die gewünschte Rotationsgeschwindigkeit erreicht, so wird durch plötzlichen Stromschluß der dünne Draht im Augenblick durchgeschmolzen und der Körper B „fällt" zur „Erde". Um die Fallhöhe zu variieren, kann man zwei parallel laufende, auf Isoliermasse befestigte Metallschienen H_1 und H_2 an $S_1 S_2$ anschrauben. Diese Schienen endigen wieder in Klemmschrauben, die nun den durchzuschmelzenden Draht tragen. — Eine ganz deutliche Abweichung o o_1 ergibt sich schon bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von $^1/_2$ (also 1 pro zwei Sekunden) und nur halber „Fallhöhe". — Zu bemerken ist, daß die Scheibe A poliert ist, damit die Reibung während des Falles („Luftwiderstand") möglichst klein wird. Der Körper B war ein Aluminiumwürfel von ca. 1,5 cm Kantenlänge.

Es ist ersichtlich, daß für einen anderen „fallenden Körper", etwa einen Bleiwürfel, eine andere, stärkere Spiralfeder verwendet werden müßte, um mit den verschiedenen fallenden Körpern von ungleicher Masse gleiche Resultate zu erhalten.

Um den ganzen Apparat handlicher zu machen, kann zweckmäßig der Durchmesser von A wenig größer als der von Z genommen werden, und die Fallhöhe dadurch variiert werden, daß man bei F eine mehr oder minder lange Metallschiene ansetzt, welche isoliert die beiden Klemmschrauben S_1 und S_2 trägt. Unter Anwendung der Formel

$$\delta = \frac{2}{3} \frac{v}{R} \cdot h \sqrt{\frac{2h}{g}}$$

kann der Versuch leicht quantitativ durchgeführt werden. Es ist:

δ die Abweichung von der Vertikalen,
v die Rotationsgeschwindigkeit am Fallort,
R der Radius der Erde,
h die Fallhöhe,
g die Erdbeschleunigung (bei dem Apparat für eine bestimmte Feder zu 100 cm/sec gemessen).

3. Vergleichung der spezifischen Wärmen zweier Metalle (Al und Pb) durch die Kondensationsmethode.

In Fig. 4 ist der zur Projektion eingerichtete Apparat wiedergegeben. Ein Becherglas, dessen Boden abgesprengt ist, sitzt in einem niedrigen Metallbehälter B; in den Boden von B tritt die

Röhre R_1 ein, durch die der Wasserdampf eingeleitet wird. Die bezüglich ihrer spez. Wärme zu vergleichenden Metallkörper (in Fig. 4 mit gleich großem Volumen gezeichnet) sind an dünnen Drähten an einem Holzdeckel befestigt, der bei Beginn des Versuches auf G gesetzt wird. Durch R_2 kann der Dampf abströmen. Zum Auffangen des Kondensationswassers, das von den beiden

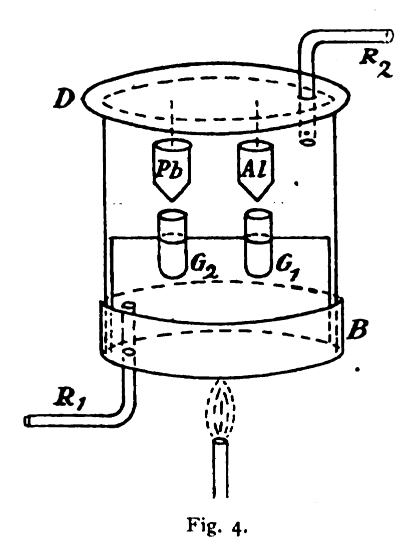


Fig. 4.

Körpern herabtropft, dienen zwei gleich große graduierte Glasröhrchen, die in einem Metallgestell sitzen.[1]) Vor Beginn des Versuches haben die beiden Körper (Pb und Al) natürlich gleiche Temperatur. Sind B und G durch vorsichtiges Erwärmen so weit erhitzt, daß sich der Wasserdampf auf G nicht mehr niederschlägt und somit die Projektion verhindert, so wird D mit den beiden Körpern auf G gesetzt und durch R_1 tritt der Dampf ein. Die Bildung von Kondensationswasser an D ist nicht zu verhindern, jedoch ist das Abfließen der Tropfen nicht für die Projektion störend. Dagegen mußte aus diesem Grunde B aus Metall gewählt werden, da im anderen Fall der Boden des Becherglases leicht zerspringt. Nach wenigen Sekunden ist das Kondensationswasser in die Röhrchen geflossen; die Mengen in ccm ergeben den Vergleich für die spez. Wärmen der Metalle unter Berücksichtigung, daß es sich hier nicht um gleiche Gewichte, sondern um gleiche Volumina der Metalle handelt. Natürlich lassen sich die Körper Al und Pb auch als gleiche Gewichte herstellen.

4. Quantitative Versuche mit rotierenden Flüssigkeiten. (Baedeker.)

Ein zylindrisches, zur Hälfte mit gefärbtem Wasser gefülltes Glasgefäß ist auf einer Schwungmaschine aufgeschraubt und kann um die Zylinderachse rotieren (s. Fig. 5). Es bildet sich die be-

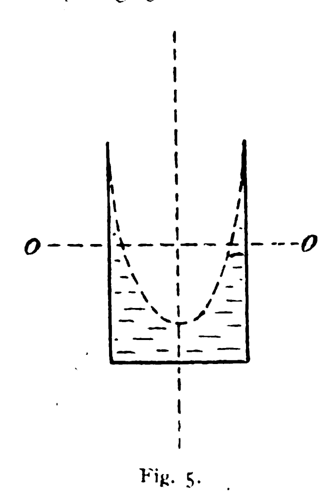


Fig. 5.

kannte Paraboloidoberfläche aus. Auf ein Wasserteilchen an der Oberfläche greifen die Kräfte an: $m \cdot g$ (Schwerkraft) und $m \cdot \omega^2 \cdot r$ (Zentrifugalkraft).

Nach Fig. 6 ist:

$$\frac{dz}{dr} = \frac{m \cdot \omega^2 r}{m g}, \quad \text{also} \quad dz = \frac{\omega^2}{g} \int r\,dr,$$

$$\int dz = \int \frac{\omega^2 r}{g}\,dr,$$

$$z + a = \frac{\omega^2}{2g} r^2.$$

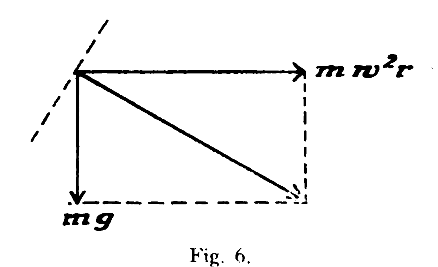


Fig. 6.

Die Konstante a wird gefunden, wenn man berücksichtigt, daß das Flüssigkeitsvolumen konstant bleiben muß, wie auch die Oberfläche verändert wird.

Es ist:

das Volumen unter dem ursprünglichen Niveau:

$$\int 2\pi r\,dr \cdot z = \int_0^a 2\pi g \frac{1}{\omega^2} \cdot dz \cdot z$$

$$= \frac{2\pi g}{\omega^2} \int_0^a z\,dz = \frac{\pi \cdot g \cdot a^2}{\omega^2}$$

[1]) Zweckmäßig werden die Glasröhrchen noch mit zwei gleich großen kleinen Trichtern versehen.

und das Volumen über dem ursprünglichen Niveau:

$$\int_0^x 2\pi r\,dr\cdot z = \frac{2\pi g}{\omega^2}\int_0^x z\,dz = \frac{\pi g}{\omega^2}\left(\frac{\omega^2 R^2}{2g} - a\right)^2,$$

da $z = \frac{\omega^2 R^2}{2g} - a$ ist.

Setzt man beide Volumina gleich, so ist:

$$\frac{\pi g a^2}{\omega^2} = \frac{\pi g}{\omega^2}\left(\frac{\omega^4 R^4}{4 g^2} - \frac{\omega^2 R^2}{g} a + a^2\right),$$

$$\frac{\omega^4 R^4}{4 g^2} = \frac{\omega^2 R^2 a}{g},$$

$$a = \frac{\omega^2 R^2}{4 g}.$$

Es wächst also a mit dem Quadrat der Umdrehungszahl.

Nun war: $z = \frac{\omega^2 R^2}{2g} - a$,

$$z = \frac{\omega^2 R^2}{2g} - \frac{\omega^2 R^2}{4g},$$

$$z = \frac{\omega^2 R^2}{4g}; \text{ ebenso ist } a = \frac{\omega^2 R^2}{4g}.$$

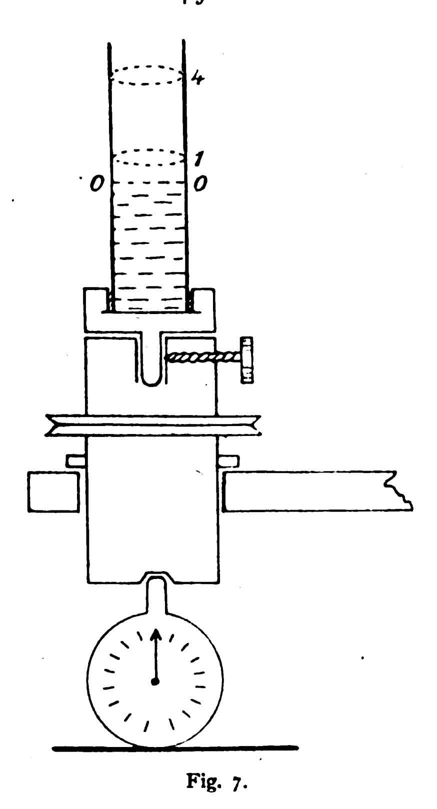


Fig. 7.

Es halbiert also die Null-Linie die Entfernung zwischen dem höchsten und tiefsten Punkt der Parabel (Wasserteilchen).

Versuch:

1. Es wird gezeigt, daß diese Halbierung bei jeder Rotationsgeschwindigkeit besteht.
2. Es wird gezeigt, daß a mit dem Quadrat der Umdrehungszahl wächst.

Beispiel:

$n = {}^{10}/\text{Sek.}$,
$R = 1$ cm,
$g = 981$ (1000),
$n = {}^{600}/\text{Minute}$.

Alsdann wird:

$$a = \frac{\pi\, 2 n^2 R^2}{g} = \frac{10\cdot 100\cdot 1}{10^3} = 1 \text{ cm}.$$

Wird $n = {}^{1200}/\text{Minute}$, so wird $a = 4$.

Für diesen Versuch setzt man auf die Schwungmaschine einen Glaszylinder mit einem inneren Durchmesser von 2 cm. (Zur Demonstration der parabolischen Oberfläche diente ein Zylindergefäß von 20 cm Durchmesser und 30 cm Höhe.)

Die Erhebung der Wasserteilchen über die Null-Linie markiert man am besten vorher schon durch Kreisringe mit rotem Lack, in den Entfernungen 1 cm und 4 cm von der Null-Linie.

Die Tourenzahl wird mit einem eingeschalteten Zähler gemessen (s. Fig. 7).

5. Messung der Umdrehungszahl eines rotierenden Körpers durch die Höhe der „Steigflüssigkeit“.

Man kann die durch die Zentrifugalkraft bewirkte Hebung einer Flüssigkeit benutzen, um die

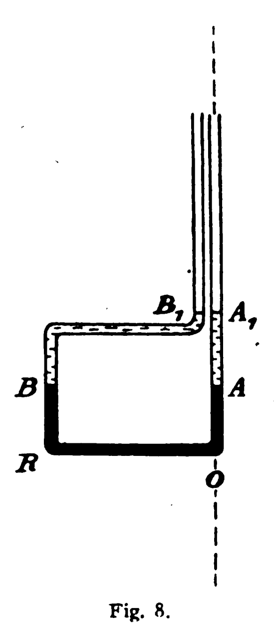


Fig. 8.

Rotationsgeschwindigkeit zu messen. Fig. 8 stellt eine einfache Meßvorrichtung dar; sie zeigt die Form einer Glasröhre, welche um die vertikale

Achse AO rotieren kann (Rotationsschwungmaschine mit Handbetrieb), die Röhre ist bis zur horizontalen Linie AB mit Hg gefüllt, darüber ist gefärbtes Wasser bis $A_1 B_1$ geschichtet.

Wird das System in Rotation versetzt, so wirkt auf die Masseneinheit die Kraft $\omega^2 r$, diese Kraft ist gerichtet von O nach R. Die ganze Zentrifugalkraft ist:

$$K = \omega^2 \int_0^R r\,dr;$$

unter Berücksichtigung des spez. Gewichts:

$$K = s \cdot \omega^2 \int_0^R r\,dr = \frac{s\,\omega^2 R^2}{2}.$$

In dem Schenkel wird also, zum Ausgleich dieses Druckes, die Flüssigkeit so viel höher stehen, bis der Flüssigkeitsdruck gleich der obigen Kraft ist; also:

$$s \cdot g \cdot h = s \cdot \omega^2 \frac{R^2}{2}.$$

Daraus folgt:

$$h = \frac{\omega^2 \cdot R^2}{2g}.$$ [1])

Beispiel:

Für $n = 1$/Sek. wird, da $\omega = 2\pi n$ ist, bei $R = 10$ cm:

$$h = \frac{4\pi^2 n^2 R^2}{2g} = \frac{2 \cdot 10 \cdot 1 \cdot 100}{1000} = 2\,\text{cm},$$

für $n = 2$ wird: $h = 8$ cm,
für $n = 3$ wird: $h = 18$ cm.

6. Reaktionswirkung eines aus einer Röhre ausfließenden Strahles. (Baedeker.)

Eine Feder F aus dünnem Stahlband ist mit einem Ende bei A befestigt, das andere Ende kann frei schwingen (s. Fig. 9). Unter der Feder ist eine Glasröhre R angebracht, deren Ende rechtwinklig umgebogen ist. Zu der Röhre führt die Schlauchleitung S, durch die Wasser einströmen kann. Das Ende der Feder spielt auf einer Skala, deren Einteilung beliebig ist. Strömt Wasser mit einer bestimmten gleichmäßigen Stärke aus der Glasröhre aus, so wird eine Kraft K in der angedeuteten Weise ausgeübt: die Feder mit der Röhre R wird nach oben gedrückt. Um diesen Druck aufzuheben, ist ein bestimmtes Gewicht G

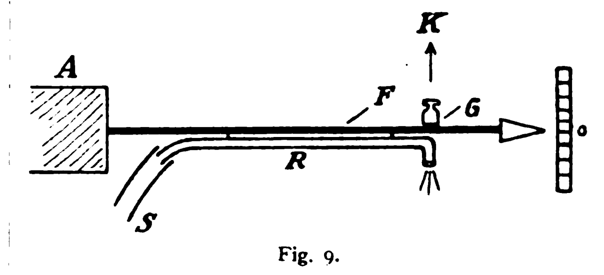


Fig. 9.

notwendig, welches über der Ausströmöffnung auf die Feder aufgesetzt wird: dadurch kommt das System wieder in die alte Null-Lage (ohne Stauen des Wassers).

Es seien 20 g nötig, um diese Aufhebung zu erzeugen, also $K = 20\,g = 19600$ Dynen. Es läßt sich dann aus der pro Zeiteinheit ausgeflossenen Menge und der Röhrenweite ebenfalls die Reaktionskraft messen.

Es sei:

q der Querschnitt der Austrittsöffnung,
v die Geschwindigkeit des Wassers.

Alsdann ist:

$K = m \cdot b$, da $b = v$ ist,
$m = q \cdot v$ (b = Beschleunigung, v = Geschwindigkeit).

$$K = m \cdot b = m \cdot v = \frac{m^2}{q}.$$

Beispiel:

$$q = 0{,}20\ \text{cm}^2.$$

In 45″ fließen 2,8 Liter aus, daher:

$$m = \frac{2800}{45} = 62\ \text{g/sec},$$

also:

$$K = \frac{62^2}{0{,}20} = 19300\ \text{Dynen}.$$ [1])

[1]) Eigentlich wirkt die Wassermenge CB mit dem spez. Gewicht $= s_1$ der Kraft in der Richtung OR entgegen, so daß die Gleichung lauten sollte:

$$(s - s_1)\,\omega^2 \int_0^R r\,dr = (s - s_1)\frac{\omega^2 R^2}{2} = s \cdot g \cdot h.$$

s = spez. Gew. des Hg,
s_1 = „ „ „ H_2O.

[1]) Der Versuch läßt sich am leichtesten so ausführen, daß man nicht das aufgelegte Gewicht, sondern die Geschwindigkeit des fließenden Wassers ändert, bis die Nullstellung erreicht ist.

(Eingegangen am 13. Juli 1920. Wird fortgesetzt.)

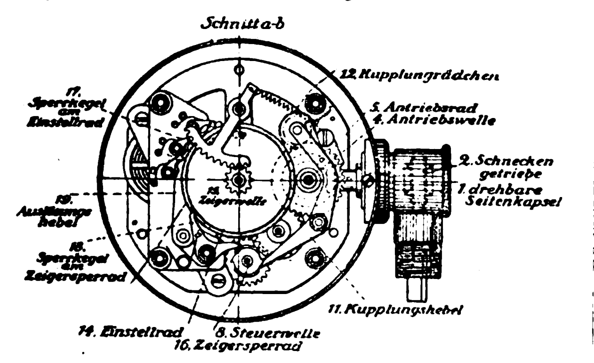
Originalmitteilungen.

Über die Nacheilung der zwangläufigen Geschwindigkeitsmesser.

Von Wilhelm Hort.

Die Wirkung der zwangläufigen Geschwindigkeitsmesser beruht auf der Messung derjenigen Wegstrecken, die in gleichen Zeitelementen zurückgelegt werden. Diese Strecken sind den mittleren Geschwindigkeiten während der Zeitelemente proportional.

Die Messung der Wegstrecke wird von einem Organ des Instrumentes ausgeführt, welches wir



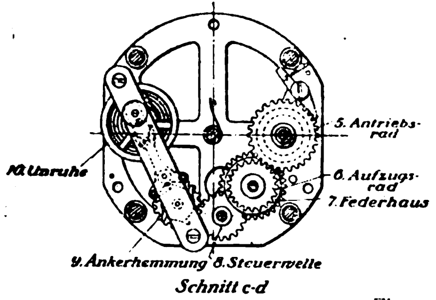


Fig. 1.

als Schaltstück bezeichnen wollen. Die Bewegung desselben kann entweder drehend oder geradlinig sein.

Das Schaltstück wird im Takte eines Uhrwerkes mit der zu messenden Bewegung gekuppelt. Die Kuppelung dauere μ Sekunden; nach Aufhebung der Kuppelung mögen ν Sekunden verfließen, bis eine neue Kuppelung erfolgt; diese ν Sekunden dienen dazu, das Schaltstück in seine Anfangslage zurück- zuführen; diese Zeit nennen wir die Fallzeit des Instrumentes.

Die Kuppelungsdauer von μ Sekunden ist die eigentliche Meßzeit, während ihres Verlaufes bewegt sich das Schaltstück proportional dem Wege, der bei dem untersuchten Vorgang zurückgelegt wird.

Der Weg des Schaltstückes wird zwangläufig einem weiteren Organ, dem Zeigerstück, mitgeteilt, nur mit dem Unterschied, daß dieses am Ende der Meßzeit vom Schaltstück losgekuppelt und in seiner augenblicklichen Lage festgehalten wird. Das Zeigerstück verharrt in seiner Lage $\zeta = \mu + \nu - \delta$ Sekunden, nach deren Verlauf es wieder mit dem Schaltstück verbunden wird, um aufs neue an dessen Bewegung teilzunehmen. Wir nennen ζ die Zeigerzeit.

In Fig. 1 ist eine Ausführungsform eines solchen Geschwindigkeitsmessers mitgeteilt.

Über das Schneckengetriebe 2 wird die zu messende Bewegung in Gestalt einer Rotation in das Instrument eingeleitet. Das Antriebsrad 5 dreht sich demzufolge proportional dem Wege; es treibt einerseits das Kupplungsrädchen 12, andererseits das im Schnitt $c-d$ sichtbare Uhrwerk 6—7—8—9—10, dessen Steuerwelle 8 eine Umdrehung in 2 Sekunden vollzieht. Die Steuerwelle 8 (Schnitt a—b) bringt nun in jeder Sekunde durch den Kupplungshebel 11 das Kupplungsrädchen 12 einmal in Eingriff mit dem Einstellrad 14. Dies letztere ist das Schaltstück im Sinne der einleitenden Erklärung; es dreht sich (durch 2—5—12) proportional dem zurückgelegten Wege. Die Kupplung zwischen 14 und 12 dauert $\mu = {}^1/_2$ Sekunde.

Das Einstellrad (oder Schaltstück) 14 nimmt nun das Zeigersperrad (oder Zeigerstück) 16 bei seiner Drehung mit, welch letzteres demnach proportional der mittleren Geschwindigkeit in der Meßperiode seine Drehung dem Skalazeiger des Instrumentes mitzuteilen hat.

Am Ende der Meßperiode $\mu = {}^1/_2$ Sek. wird das Kupplungsrädchen durch die Steuerwelle ausgerückt und das Schaltstück 14 wird durch den zugehörigen Sperrkegel 17 in seiner Endstellung festgehalten.

Dieses Festhalten dauert nur die kurze Zeit δ (gleich etwa ${}^1/_8$ Sek). Nach Verlauf dieser Zeit werden die Sperrkegel 17 durch die entsprechenden Nocken der Steuerwelle gelöst. Dann geht das Schaltstück (durch Federkraft) in seine Anfangslage zurück und ist der Kupplung mit dem Rädchen 12 für eine neue Meßperiode gewärtig.

Das Zeigerstück wird dauernd durch den Kegel 18 gesperrt; es kann seine Lage verändern, wenn der Ausschlag des Schaltstückes zunimmt, oder dadurch, daß bei abnehmendem Schaltstückweg der Sperrkegel 18 das Schaltstück nach Schluß der Meßperiode freigibt. Dann kann das Zeigerstück



(durch Federkraft oder Gewichtswirkung) auf die Stellung des Schaltstückes zurückgehen, also verminderte Geschwindigkeit anzeigen.

Man kann die Bewegung des Zeigerstückes, da sie zwangläufig mit großem Kraftüberschuß erfolgt, außer dem Zeiger mit einer Schreibvorrichtung verbinden, so daß ein registrierender Geschwindigkeitsmesser entsteht. Dessen Papiervorschub erfolgt zweckmäßig proportional zum zurückgelegten Wege, wodurch das Weggeschwindigkeitsdiagramm

$$v = f(s)$$

entsteht (Fig. 2 und 3).

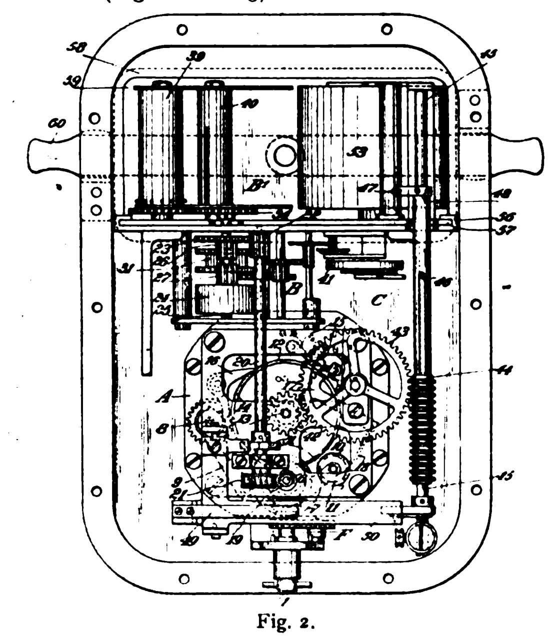


Fig. 2.

Gehen wir nun zur Theorie des beschriebenen Apparates über, so bedeute in der Fig. 4 die dünnere, auf- und abgehende Linie die Bewegung des Schaltstückes, während die stärkere der Bewegung des Zeigerstückes entspricht.

Außer der Meßzeit μ und der Fallzeit ν ist aus der Figur noch die Bedeutung der Zeit δ ersichtlich. Es ist diejenige Zeit, die das Zeigerstück benötigt, um bei Änderung der Geschwindigkeit (d. h. des während der Meßzeit μ zurückgelegten Schaltstückweges) die neue Höchstlage des Schaltstückes einzunehmen.

Da die Schaltstückwege s den wirklichen Wegen S proportional sind, so sind die Zeigerstückwege $z = s$ den mittleren Geschwindigkeiten S/μ proportional:

$$z = k \frac{S}{\mu} \,. \tag{1}$$

Die gegebene Darstellung gilt, wenn der Geschwindigkeitsmesser nur ein Schaltstück und ein Zeigerstück enthält.

Es gibt auch Apparate, bei denen mehrere gleiche Schaltstücke auf ein Zeigerstück wirken.

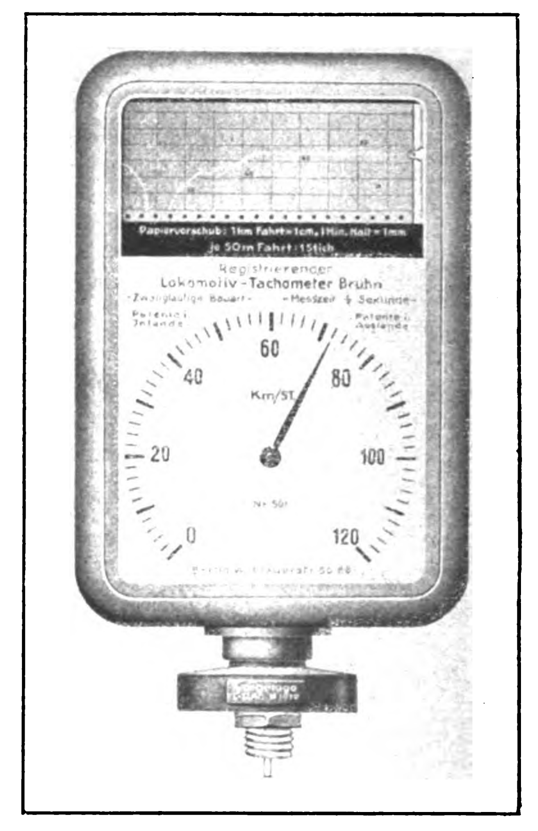


Fig. 3.

Die Schaltstücke treten dann mit einer zeitlichen gegenseitigen Verschiebung von λ Sekunden in Wirksamkeit (siehe Fig. 5); sind i Schaltstücke vorhanden, dann gilt im allgemeinen

$$i\lambda = \mu + \nu\,,$$

und die Zeigerzeit wird:

$$\zeta = \frac{\mu + \nu}{i} - \delta\,.$$

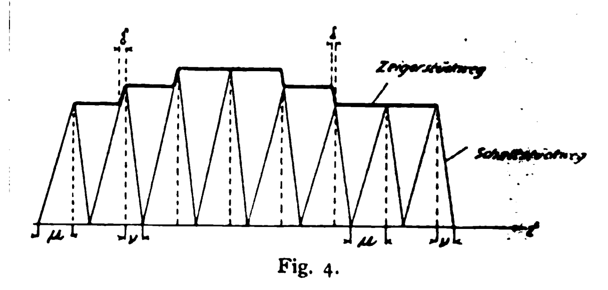


Fig. 4.

Aus dieser Darstellung des Bewegungsvorganges ergibt sich, daß die Zeigerstellung z nur bei gleichförmiger Bewegung die augenblickliche Geschwindigkeit ohne Nacheilung anzeigt; bei be-

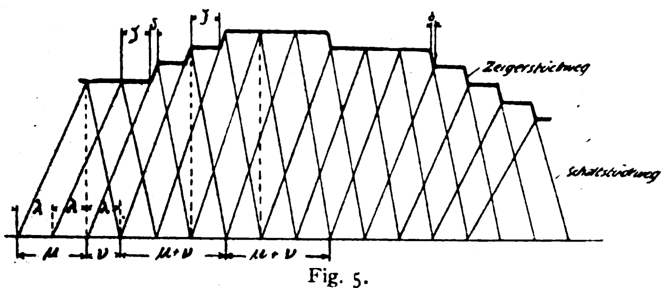


Fig. 5.

schleunigter oder verzögerter Bewegung treten Nacheilungen der Geschwindigkeitsanzeige auf, die wir nun berechnen wollen.

Wir betrachten eine gleichförmig beschleunigte Bewegung mit der Beschleunigung p, die zur Zeit $t = 0$ beginnt. n Sekunden nach Beginn der Bewegung, in einem Zeitpunkt, der mit dem Beginn einer Meßzeit μ zusammenfalle, ist dann der Weg

$$S_n = \frac{p}{2} n^2 \tag{2}$$

zurückgelegt.

Am Ende der Meßzeit μ beträgt der Weg

$$S_{n+\mu} = \frac{p}{2} (n + \mu)^2 . \tag{3}$$

Der Weg des Schaltstückes während der Meßzeit μ ist proportional der Wegdifferenz

$$s_\mu = S_{n+\mu} - S_n = \frac{p}{2} (2 n \mu + \mu^2) . \tag{4}$$

Hieraus ergibt sich die vom Zeigerstück am Ende der Meßzeit μ dargebotene Geschwindigkeitsangabe:

$$z = v_\mu = \frac{s_\mu}{\mu} = p \left(n + \frac{\mu}{2} \right) . \tag{5}$$

Die wirkliche Geschwindigkeit am Ende der Meßperiode ist aber

$$V_\mu = p (n + \mu) . \tag{6}$$

Mithin ergibt sich eine Fehlanzeige

$$\Delta v_\mu = V_\mu - v_\mu = p \frac{\mu}{2} . \tag{7}$$

Die Geschwindigkeitsanzeige v_μ bleibt nun bestehen bis zum Ende der Zeigerzeit, also ζ Sekunden lang. Bis dahin ist aber die wirkliche Geschwindigkeit geworden:

$$V_{\mu + \zeta} = p (n + \mu + \zeta) \tag{8}$$

und der Fehler

$$\Delta v_{\mu + \zeta} = V_{\mu + \zeta} - v_\mu = p (\tfrac{1}{2} \mu + \zeta) . \tag{9}$$

Es ergibt sich also, daß das Minimum des Fehlers der Geschwindigkeitsanzeige stets proportional der Beschleunigung oder Verzögerung p ist und um so kleiner wird, je kleiner die Meßzeit μ ausfällt. Im übrigen besteht ein Maximum $\Delta v_{\mu + \zeta}$ des Fehlers, welches um so größer wird, je größer die Zeigerzeit ζ ist. Zwischen dem Minimum und dem Maximum geht die Anzeige der Geschwindigkeit hin und her, entsprechend der treppenförmigen Gestalt der Anzeigekurve.

In der nachstehenden Tabelle sind die Hauptdaten der bekannteren Geschwindigkeitsmesser angegeben:

	Haushälter	Flaman	Hassler	Tel	Bruhn	
μ	10,66	3,6	2,33	1	0,5	sec
ν	1.33	1,2	1,66	2	0,5	„
i	1	1	3	3	1	„
λ	12	4,8	1	1	1	„
ζ	12	4,8	1	1	1	„
$\frac{\Delta v_\mu}{\lambda}$	5,33	1,8	1,165	0,5	0,25	„
$\frac{\Delta v_{\mu+\zeta}}{p}$	17,33	6,6	2,165	1,5	1,25	„
$\frac{1}{2p}(\Delta v_\mu + \Delta v_{\mu+\zeta})$	11,33	4,2	1,665	1,0	0,75	„

Hieraus ergeben sich als mittlere Geschwindigkeitsfehler bei Eisenbahnzugverzögerungen von 1,5 m/sec² in km/St. folgende Fehlerbeträge:

Haushälter	Flaman	Hassler	Tel	Bruhn
54,0	20,2	8,0	4,8	3 6 km/St.

Die zeitliche Nacheilung der Anzeige bedarf noch gesonderter Erörterung.

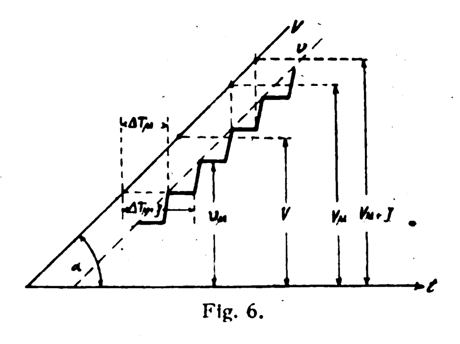


Fig. 6.

In Fig. 6 ist zunächst die wirkliche Geschwindigkeitskurve V einer gleichförmig beschleunigten Bewegung aufgezeichnet. Es ist eine gerade Linie, die mit der Zeitache den Winkel α einschließt:

$$\operatorname{tg} \alpha = p . \tag{10}$$

Darunter ist die treppenförmige Anzeige v des Geschwindigkeitsmessers gezeichnet.

Wir wissen, daß die oberen Treppenpunkte um den Minimalfehler $\Delta v_\mu = V_\mu - v_\mu = \frac{1}{2} p \mu$ unter den V-Punkten gleicher Zeitabszisse liegen.

Suchen wir jetzt durch horizontale Linien die mit v_μ gleichen Ordinaten der V-Kurve auf, so findet sich, daß diese um das Maß ΔT_u früher liegen, als die zugehörigen v_μ-Werte, und es ist

$$\frac{\Delta v_\mu}{\Delta T_\mu} = \operatorname{tg} \alpha = p \qquad (11)$$

oder

$$\Delta T_\mu = \frac{\Delta v_u}{p} = \tfrac{1}{2}\mu . \qquad (12)$$

Entsprechend wird der Zeitfehler für die unteren Treppenpunkte:

$$\Delta T_{\mu+\zeta} = \frac{\Delta v_{\mu+\zeta}}{p} = \tfrac{1}{2}\mu + \zeta . \qquad (13)$$

Es ergibt sich also, daß der Zeitfehler von der Beschleunigung unabhängig und nur durch Meßzeit und Zeigerzeit bestimmt ist.

In der Tabelle wird der zeitliche Fehler zusammengestellt:

	Haushälter	Flaman	Hassler	Tel	Bruhn
ΔT_μ =	5,33	1,8	1,65	0,5	0,25 sec
$\Delta T_\mu + \zeta$ =	17,33	6,6	2,165	1,5	1,25 „

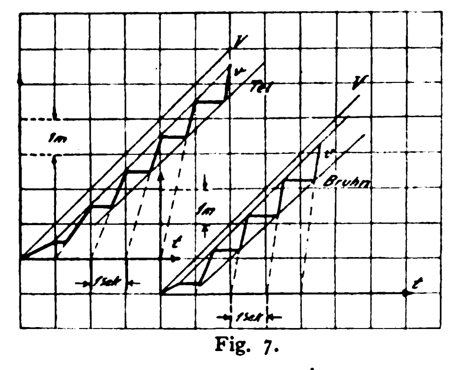
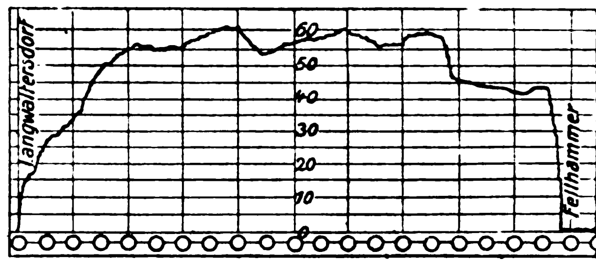


Fig. 7.

In Fig. 7 sind Vergleiche der Angaben der beiden besten zwangläufigen Geschwindigkeitsmesser (Tel und Bruhn) aufgezeichnet.

Der letztere hat von beiden die kleinere Nacheilung und den kleineren Anzeigenfehler, obwohl seine Einrichtung (nur ein Fallstückmechanismus gegenüber drei bei Tel) wesentlich einfacher ist.

Das Aussehen der wirklichen Geschwindigkeitsdiagramme, die das Instrument aufzeichnet, ist in Fig. 8 dargestellt.



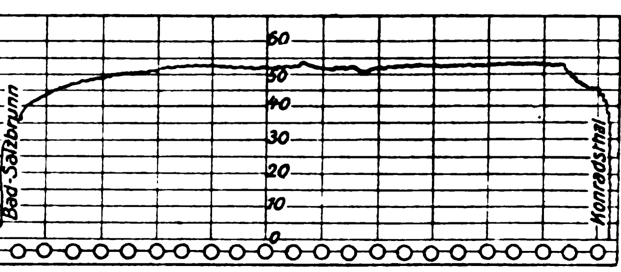
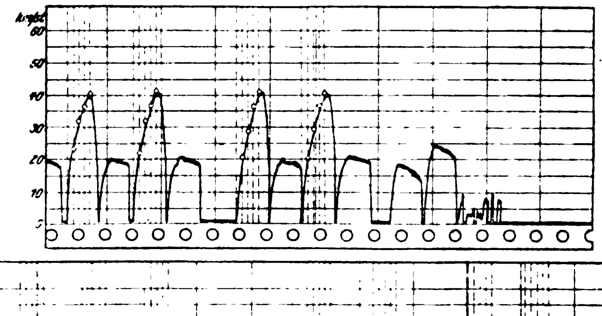


Fig. 8.

Zur Nachprüfung der Nacheilung, die das Instrument im Gebrauche zeigt, wurden Versuche nach Fig. 9 angestellt. Der Geschwindigkeitsmesser war in einem Triebwagen der elektrischen Bahn Fallhammer—Dittersbach eingebaut. Längs der Bahnstrecke waren in Abständen von je 100 m fünf Pfähle aufgestellt, die im Diagramm (Fig. 9) durch die senkrechten gestrichelten Linien bezeichnet sind.

Die Versuchsfahrt begann bei dem Pfahl 1; der Beginn hebt sich im Diagramm sehr deutlich durch das senkrechte Ansteigen der Geschwindigkeitslinie (ausgezogen) ab. Im Vorbeifahren an den Pfählen wurde eine Stoppuhr abgelesen. Die hiernach ermittelten Fahrgeschwindigkeiten sind



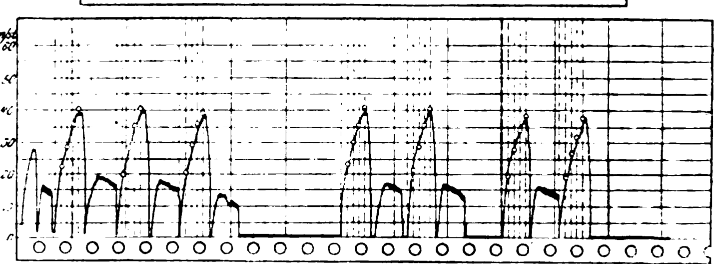


Fig. 9.

nach Fig. 9 durch kleine Kreise in das Geschwindigkeitsdiagramm eingetragen.

(Eingegangen am 8. Juli 1920.)

Über ein neues Photometer sehr hoher Empfindlichkeit und einige Anwendungen.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abt. Scheinwerferbau, in Leutzsch bei Leipzig.)

Von G. Gehlhoff und H. Schering.

Einleitung.

Beim Photometrieren von Großscheinwerfern, das, wenn richtige Werte erhalten werden sollen, auf große Entfernungen, in der Größenordnung von Kilometern, vorgenommen werden muß[1]), darf man die Absorption der Atmosphäre nicht unberücksichtigt lassen. Es machte sich daher bei uns, die wir während des Krieges gelegentlich der Versuche zur Verbesserung des Beckscheinwerfers zahlreiche solcher Photometrierungen vornehmen mußten, sehr bald der Wunsch geltend, eine einfache und doch genaue Methode zu finden, um diese Absorption zu bestimmen.

Das Übliche ist, den Scheinwerfer von zwei etwa 1 km voneinander entfernten, möglichst in derselben Richtung und Höhe liegenden Stationen aus zu photometrieren. Dieses Verfahren haben wir denn auch bei den ersten Messungen stets angewandt. Stehen zwei gleichwertige Photometer zur Verfügung, so wird man von beiden Stationen aus gleichzeitig messen. Ist dies nicht der Fall, so ist man gezwungen, mit dem einen zur Verfügung stehenden Photometer nacheinander an die beiden Meßstellen zu gehen. Da nun auch die Messungen in der Zeit um ein beträchtliches Stück auseinanderliegen, muß man die Messung auf der einen Station durch zwei Messungen auf der zweiten Station einschließen, um zeitliche Änderungen der Absorption auszuschalten. Bedarf es also im ersten Falle eines großen Aufwandes an Apparaten und Beobachtungspersonal, so wird im zweiten Falle die Messung lange Zeit in Anspruch nehmen; auch wird die Ermüdung der Beobachter die Resultate ungünstig beeinflussen. In beiden Fällen ist man von den oft sehr starken Helligkeitsschwankungen des Scheinwerferlichtes infolge Unregelmäßigkeiten des Lichtbogens abhängig und erhält außerdem nur Aufschluß über die Absorption in dem durch die beiden Stationen eingeschlossenen Luftraum, ohne etwas über die Verhältnisse in den vor der ersten Station gelegenen Schichten zu erfahren.

Wir versuchten daher unter Benutzung des Schwellenwertes des menschlichen Auges die Absorption in dem Raume zwischen Scheinwerfer und Photometer zu bestimmen, indem das Licht einer beim Scheinwerfer aufgestellten Glühlampe entweder durch Verringern der elektrischen Belastung oder vom Beobachter aus durch Drehen zweier gekreuzter Nikols so weit abgeschwächt wurde, bis der Reiz auf das Auge des Beobachters beim Photometer verschwand. Die Stärke der Schwächung gab dann ein Maß für die Absorption. Dasselbe Prinzip wird bei den Auslöschungsphotometern in der Sternphotometrie angewandt und hat dort, da es sich nur um Vergleichsmessungen innerhalb kurzer Zeitintervalle, z. B. während einer Nacht, handelt und der Beobachter immer unter den gleichen Bedingungen arbeitet, zu ganz guten Resultaten geführt. Bei unseren Messungen jedoch stellte sich heraus, daß, wenn nur von einer Station aus beobachtet wurde, also der absolute Betrag des Schwellenwertes in die Rechnung eingeht, dieser zu sehr mit der Dunkeladaption des Auges und der allgemeinen seelischen Verfassung des Beobachters[1]) schwankt, als daß diese Methode brauchbar geworden wäre, da ja zeitlich sehr weit auseinander liegende Messungen miteinander in Vergleich gesetzt werden müssen. Beobachtet man auch hier von zwei Stationen aus, also unter der Voraussetzung, daß der Schwellenwert bei beiden Messungen gleich ist, ohne seinen wahren Wert zu kennen, so ergab sich trotzdem, daß die Resultate nicht befriedigend waren, da jene Voraussetzung infolge der ungleichen Beobachtungsbedingungen besonders wegen der Nähe der Großstadtbeleuchtung nicht genügend erfüllt war. Auch wurde die Messung dann wieder recht umständlich und gab auch nur die Absorption in den Luftschichten zwischen beiden Meßstellen. Es bedeutete daher für uns einen beträchtlichen Erfolg, als es uns gelang, ein Photometer zu entwickeln, mit dem man auf mehrere Kilometer Entfernung die Lichtstärke einer gewöhnlichen niedrigkerzigen Lampe mit genügender Genauigkeit messen kann, zumal sich bald herausstellte, daß die Anwendbarkeit des Photometers nicht allein auf dieses Gebiet beschränkt blieb.

Wir wollen zunächst, ehe wir auf das Prinzip des Instrumentes näher eingehen, kurz auseinandersetzen, warum die vorhandenen Photometer unseren Ansprüchen nicht genügen konnten.

Bei allen zur Messung irdischer Lichtquellen gebräuchlichen Photometern wird das Licht, um es flächenhaft auszubreiten, entweder durch ein Milchglas oder eine Gipsplatte diffus zerstreut; somit wird die Beleuchtungsstärke der gereizten Netzhautfläche sehr viel geringer als bei Beobachtung des Objektes selbst. Die untere Grenze der noch zu messenden Beleuchtungsstärke liegt etwa bei 0,01 Lux. Gestattet das Photometer eine direkte Beobachtung des zu messenden Objektes, wie z. B. das Lummersche Interferenz-

[1]) G. Gehlhoff, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen, **25**, S. 35—41.

[1]) Siehe auch A. Pflüger, Ann. d. Phys. **9** (1902), S. 185.

photometer, so verlangt es eine ausgedehnte Lichtquelle, deren Bild einen so großen Teil unserer Netzhaut bedeckt, daß es flächenhaft erscheint. Im ersten Falle hätte also eine Lichtquelle, die auf 1 km noch meßbar sein soll, eine Helligkeit von 10000 Kerzen haben müssen, im zweiten Falle, bei Verwendung einer 8fach vergrößernden Optik, noch 4 qm groß sein müssen.

Auch beim Telephotometer von Schmidt und Haensch, bei dem eine in großer Entfernung aufgestellte hell beleuchtete weiße Fläche durch ein Objektiv von großer Öffnung und Brennweite auf einer Mattscheibe vor dem Photometerwürfel abgebildet wird, hat man durch die diffuse Zerstreuung einen starken Lichtverlust und benötigt daher großer Intensitäten zur Beleuchtung der Fläche, am besten einen Bogenlichtscheinwerfer, wodurch man dann wieder von all den Unregelmäßigkeiten des Scheinwerferlichtes abhängig wird. Auch hier muß man dann entweder ein und dieselbe Fläche von zwei verschiedenen Entfernungen aus photometrieren oder die Helligkeit zweier Flächen von gleichem Reflexionsvermögen in verschiedenen Entfernungen aufgestellt und von der gleichen Lichtquelle beleuchtet bestimmen. Die Messungen werden also recht umständlich und haben keine Vorzüge gegenüber der direkten Scheinwerferphotometrierung.

Von den Sternphotometern, an deren Verwendung man hätte denken können, gründen sich außer den oben erwähnten Auslöschungsphotometern diejenigen, die eine subjektive Beobachtung voraussetzen, auf die Vergleichung der Helligkeit zweier Lichtpunkte, im Gegensatz zur Vergleichung zweier Flächen, wie es bei den übrigen Photometern gebräuchlich ist. Ihre Genauigkeit ist also wesentlich geringer. Die Messungen mit ihnen haben einen Fehler von 0,1 Größenklasse, was, auf Intensitäten bezogen, 8% ausmacht.[1])

Von den objektiven Methoden der Sternphotometrie kommt die Photographie einmal deswegen nicht in Betracht, weil wir die Absorption für das sichtbare Licht wissen wollten und durch vorgesetzte Filter die spektrale Verteilung der Empfindlichkeit der Platten nur annähernd der des Auges gleichgemacht werden kann, dann aber auch nicht wegen der Schwierigkeiten, die in der Art, dem Zustande und der Entwicklungsweise der Platten und ihrer Einflüsse auf das Ergebnis liegen.[2]) Die lichtelektrischen Methoden, die ja sehr große Genauigkeit geben, in der Größenordnung von Tausendstel Größenklassen = 0,1% der Intensität, und bei denen man auch durch geeignete Filter die spektrale Empfindlichkeitsverteilung des Auges nahezu erreichen kann, allerdings auf Kosten der Allgemeinempfindlichkeit, sind ihrer komplizierten Apparatur wegen für einen in der Praxis leicht verwendbaren und bequem zu transportierenden Apparat nicht brauchbar. Auch liegt bei ihnen, wie später gezeigt werden wird, bei Verwendung gleicher optischer Mittel der Schwellenwert höher als der des neuen Photometers.[1])

Es mußte daher ein anderer Weg als bisher eingeschlagen werden. Er wurde folgendermaßen gefunden.

I. Beschreibung des Photometers.

A. Prinzip des Photometers.

Es ist wohl eine allgemein bekannte Tatsache, daß, wenn man durch eine Sammellinse eine Lichtquelle in die Augenpupille abbildet, die Linse gleichmäßig hell erscheint, und zwar ist, solange

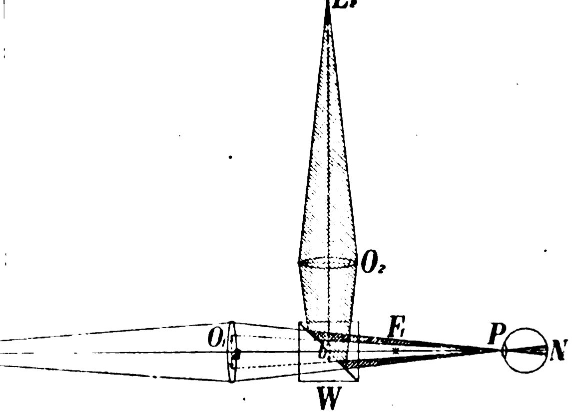


Fig. 1.

das Bild der Lichtquelle kleiner als die Pupille des Auges ist, die scheinbare Flächenhelle der Linse abhängig von ihrer Brennweite. Diese Erscheinung läßt sich zur Konstruktion eines Photometers ausbauen, indem man sowohl die zu messende Lichtquelle als auch eine meßbar variable Lichtquelle mit Hilfe zweier Linsen und eines Lummer-Brodhunschen Photometerwürfels an die gleiche Stelle der Pupille abbildet. Nimmt man z. B. einen Photometerwürfel, bei dem die beiden Vergleichsfelder konzentrisch zueinander liegen, so blendet das innere Feld die eine Linse, der äußere Ring die andere Linse so ab, daß auf der Netzhaut zwei konzentrische Felder beleuchtet

[1]) Eine zusammenfassende Darstellung findet man in Müller, Photometrie der Gestirne. Verlag von W. Engelmann, Leipzig 1897.

[2]) Siehe Scheiner, Photographie der Gestirne. Verlag von W. Engelmann, Leipzig 1897.

[1]) Guthnick und Prager, Veröffentlichungen der Kgl. Sternwarte zu Berlin-Neubabelsberg, Bd. I, Heft 1, 1914; Bd. II, Heft 3, 1918. Dümmlers Verlag, Berlin.

werden, deren Beleuchtungsstärke man durch Variieren der veränderlichen Lichtstärke gleichmachen kann, so daß man in der bekannten Weise den Photometerwürfel als gleichmäßig helle Fläche sieht.

Das Schema einer solchen Einrichtung ist in Fig. 1 dargestellt.

Darin bedeutet L_1 die zu messende Lichtquelle, L_2 die variable Vergleichslichtquelle, O_1 und O_2 die beiden Objektive, die die beiden Lichtquellen in dem Punkte P der Augenpupille oder, besser ausgedrückt, in einem Hauptpunkte der Augenlinse abbilden, W den Photometerwürfel, der in bezug auf die Linse O_1 wie eine Blende vom Durchmesser b wirkt, N die Netzhaut, F_1 einen Brennpunkt der Linse O_1.

B. Theorie des Photometers.

An Hand dieses Schemas wollen wir die Theorie des Instrumentes entwickeln. Wir betrachten zunächst den in der Fig. 1 unschraffiert eingezeichneten Strahlengang des von L_1 ausgehenden Lichtes und suchen eine Beziehung zwischen dem Lichtreiz auf der Netzhaut und der Beleuchtungsstärke durch L_1 an einer bekannten Stelle des Raumes. Der Lichtreiz ist erfahrungsgemäß für große Sehwinkel unabhängig von dem Sehwinkel und proportional der Beleuchtungsstärke in der Ebene der Netzhaut. Eine von der Sonne beschienene weiße Wand erscheint in verschiedenen Entfernungen gleich hell, und Versuche über den Schwellenwert des Auges, also eines speziellen Falles des Lichtreizes, in unserem Laboratorium[1]) haben dies für Sehwinkel größer als 1^0 bestätigt. Die Beleuchtungsstärke in der Ebene der Netzhaut ist gleich dem ins Auge fallenden Lichtstrom dividiert durch die Größe des Netzhautbildes, abgesehen von Absorptionsverlusten im Auge. Der Lichtstrom wiederum ist gleich der Beleuchtungsstärke durch L_1 in der Ebene von O_1 multipliziert mit der sichtbaren Fläche von O_1.

Um diese Beziehungen mathematisch zusammenzufassen und weiterbilden zu können, führen wir folgende vereinfachende Bezeichnungen ein: Entfernung $L_1 O_1 = e$, Entfernung $O_1 P = l$, Entfernung der Mitte des Würfels W von P mit d, die Brennweite von O_1 mit f und die Brennweite des auf den Photometerwürfel akkommodierten Auges mit φ, den Durchmesser des sichtbaren Teiles von O_1 mit a, den Durchmesser des Netzhautbildes der Blende mit δ, die Intensität von L_1 mit J, die Beleuchtungsstärke in der Ebene der Netzhaut mit β, das Durchlässigkeitsvermögen der Optik mit ϑ. Es gilt dann also:

[1]) Gehlhoff und Schering, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen, **25** (1919), S. 17. (Beleuchtungsstärke in der Ebene der Netzhaut ist dort nicht ganz exakt Flächenhelle des Netzhautbildes genannt.)

$$\vartheta \frac{J}{e^2} \frac{a^2}{\delta^2} = \beta. \qquad (1)$$

Außerdem gilt:

$$\frac{a^2}{\delta^2} = \frac{l^2}{\varphi^2},$$

so daß

$$\vartheta \frac{J}{e^2} \frac{l^2}{\varphi^2} = \beta$$

wird. Nun ist:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{f} - \frac{1}{e}, \quad \text{also} \quad l^2 = \frac{f^2 e^2}{(e-f)^2},$$

so daß schließlich sich ergibt:

$$\vartheta \frac{J}{(e-f)^2} \cdot \frac{f^2}{\varphi^2} = \beta. \qquad (2)$$

$\frac{J}{(e-f)^2}$ ist die Beleuchtungsstärke durch J in der vorderen Brennebene von O_1, im folgenden kurz Objektiv genannt. φ ist, solange die Entfernung des Photometerwürfels von dem Auge dieselbe bleibt, also für ein bestimmtes Instrument, konstant. Ebenso ist f konstant. Die Gleichung (2) enthält also außer der Beleuchtungsstärke durch J_1 an einer bekannten Stelle des Raumes und dem Lichtreiz nur noch Konstanten, ist also die gesuchte Beziehung zwischen diesen beiden Größen. Sie besagt außerdem, daß der Lichtreiz unabhängig ist von der Größe der dem Photometerwürfel äquivalenten Blende und dem Durchmesser des Objektivs. Der Lichtreiz ist proportional f^2; die Empfindlichkeit eines Instrumentes wächst also mit dem Quadrat der Brennweite seines Objektivs. Die Gleichung (2) gilt auch für Lichtpunkte außerhalb der optischen Achse des Systems, da der Durchmesser a der aus O_1 durch die Blende b ausgeblendeten Fläche sowie der Durchmesser δ des Netzhautbildes immer gleich bleibt. Sie gilt also auch für aus lauter solchen Lichtpunkten zusammengesetzte Lichtquellen von beliebiger Form mit der Intensität J_1, wenn nur das durch das Objektiv in P entworfene Bild ganz von der Pupille eingeschlossen wird. Es ist auch einleuchtend, daß man die Gleichung (2) auf den von L_2 ausgehenden Strahlengang mit demselben Recht anwenden darf. Wenn wir also bei einer Beobachtung den Lichtreiz der beiden Lichtquellen L_1 und L_2 auf das Auge gleich gemacht haben, so gilt die Gleichung

$$\vartheta_1 \cdot \frac{J_1}{(e_1 - f_1)^2} \cdot \frac{f_1^2}{\varphi^2} = \vartheta_2 \frac{J_2}{(e_2 - f_2)^2} \cdot \frac{f_2^2}{\varphi^2}.$$

Bei einer zweiten Beobachtung an der Lichtquelle L_1' erhalten wir

$$\vartheta_1 \cdot \frac{J_1'}{(e_1' - f_1)^2} \cdot \frac{f_1^2}{\varphi^2} = \vartheta_2 \frac{J_2'}{(e_2' - f_2)^2} \cdot \frac{f_2^2}{\varphi^2}.$$



und durch Division der beiden Gleichungen ergibt sich:

$$\frac{J_1}{(e_1 - f_1)^2} : \frac{J_1'}{(e_1' - f_1)^2} = \frac{J_2}{J_2'}. \qquad (3)$$

Die rechte Seite ist bekannt, da die Lichtquelle L_2 meßbar verändert worden ist. Geschah dies z. B. durch Veränderung des Winkels zwischen der Polarisationsebene zweier Nikolscher Prismen, so ist

$$\frac{J_1}{(e_1 - f_1)^2} : \frac{J_1'}{(e_1' - f_1)^2} = \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \alpha'}. \qquad (3\,a)$$

Ist J_1' eine bekannte Intensität in bekannter Entfernung, war also die zweite Messung eine Eichung des Instrumentes, so weiß man, daß einer Einstellung α' eine bestimmte bekannte Beleuchtungsstärke zugehört.

$$\frac{\frac{J_1'}{(e_1' - f_1)^2}}{\cos^2 \alpha'}$$

ist dann eine bekannte konstante Zahl, und zwar die Beleuchtungsstärke, die einer Einstellung $\alpha' = 0$ zukommen würde. Wir nennen sie ε. Somit ist die zuerst gemessene Beleuchtungsstärke

$$\frac{J_1}{(e_1 - f_1)^2} = \varepsilon \cdot \cos^2 \alpha. \qquad (4)$$

Die Theorie zeigt also, daß man mit dem geeichten Photometer Beleuchtungsstärken an einer bestimmten Stelle des Raumes, nämlich der vorderen Brennebene des Objektivs, messen kann und daß diese Beleuchtungsstärke bei Schwächung der Vergleichslichtquelle durch gekreuzte Nikols dem $\cos^2$ des Polarisationswinkels direkt proportional ist. Ist e bekannt, so kann man die Lichtstärke berechnen.

C. Konstruktive Ausführung des Photometers.

Fig. 2 zeigt das Photometer im Horizontalschnitt. 1 ist das der zu messenden Lichtquelle zugekehrte Objektiv, das von dieser ein Bild in die Blende 3 entwirft. Seine Brennweite beträgt 30 cm. Der Photometerwürfel 2 erlaubt Einstellung auf Kontrast. Sein Abstand von der Blende 3 ist 25 cm, also gleich der normalen Sehweite. Der Seitenarm ist um 90° geknickt, um das Instrument gedrängter zu gestalten und zugleich die Ableseskala beim Aufblicken vom Beobachtungstubus in Aufsicht zu haben. An der Biegung ist das total reflektierende, rückseitig versilberte Prisma 14 angebracht. Das Objektiv 4 bildet die Vergleichslichtquelle ebenfalls in der Blende 3 ab. Seine Brennweite ist halb so groß wie seine Entfernung von der Vergleichslichtquelle oder von der Blende 3, d. h. also auch halb so groß wie die Brennweite des Objektivs 1, um den Strahlengang hinter beiden Objektiven 1 und 4 gleich zu machen. Die Vergleichslichtquelle besteht aus einer Blende 5 von $^1/_2$ cm Durchmesser mit dahinter liegender Mattscheibe 6, die durch die Nikols 7 und 8 hindurch von der Lampe 11 beleuchtet wird. Das drehbare Nikol 7 ist mit der Scheibe 10, die eine Winkelskala trägt, verbunden, während der Nonius 9 feststeht, so daß die Ablesung immer an derselben Stelle geschehen kann. Der Nonius und der hinter ihm befindliche Teil der Skala wird von der Lampe 11 durch ein Fenster 19 im Lampengehäuse schwach beleuchtet. Direkt vor der Lampe befindet sich eine Mattscheibe 15, dahinter eine Blende 16 von 3 mm Durchmesser, die im Brenn-

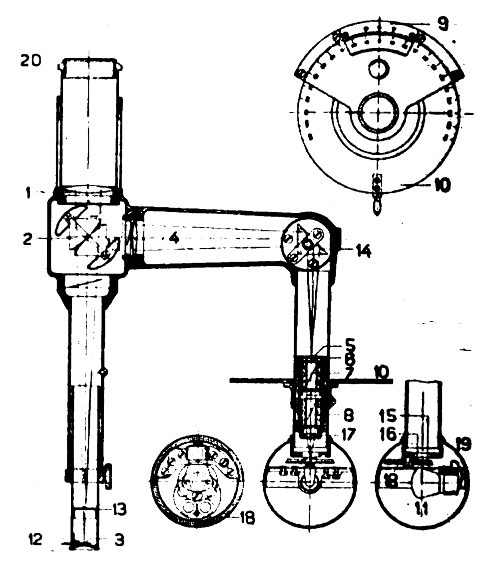


Fig. 2.

punkte der Linse 17 liegt. Die Nikols werden also von nahezu parallelem Licht durchsetzt. Mattscheibe und Blende sind an der Revolverscheibe 18 angebracht, und zwar in fünf Öffnungen, von denen vier außerdem noch Farbgläser enthalten, nämlich zwei blaue von verschiedener Dichte, ein gelbes und ein gelbrotes. Selbstverständlich kann man auch jedes andere Schwächungsmittel benutzen, insbesondere den rotierenden Sektor. Nikolsche Prismen werden deshalb gewählt, weil sie eine Schwächung des Lichtes bis zu völliger Auslöschung zulassen und viel weniger Hilfsapparate als der rotierende Sektor benötigen.

Um das Instrument auf eine bestimmte Lichtquelle einzurichten, wird die in einer Revolverscheibe befindliche Linse 12 vorgedreht und der Okulartubus so weit vorgezogen, daß das Fadenkreuz 13 in die Ebene des Bildes der Blende 5 kommt. Das Photometer stellt dann ein einfaches astronomisches Fernrohr dar. In der Mitte des Fadenkreuzes erscheint beim vorher einjustierten

Instrument das Bild der Blende 5, und durch Drehen des Photometers um die horizontale und vertikale Achse bringt man das Bild der zu messenden Lichtquelle mit diesem zur Deckung und stellt es durch Verschiebung des Objektivs 1 auf größte Schärfe ein, damit die in der Theorie gemachten Voraussetzungen erfüllt sind. Bei den Messungen wird dann der Tubus bis zu einem Anschlag eingeschoben und je nach Bedarf verschieden große Blenden 3 vorgeschaltet. Da die Blende 5 nur $^1/_2$ mm Durchmesser hat, kann man der kleinsten Blende 3 1 mm Durchmesser geben. Dies ist vorteilhaft bei Messungen in hellen Nächten an entfernten Lichtquellen, die sehr kleine Bilder geben, da jetzt das durch das Objektiv 1 noch eindringende Nebenlicht ausgehend von dem Hintergrund der Lampe bis auf ein Minimum abgeblendet wird. Bei Messungen im dunklen Laboratorium und an Lichtquellen von größerer Ausdehnung kann eine Blende von 3 mm oder eine von 5 mm Durchmesser vorgeschoben werden. Vor das Objektiv 1 kann noch ein Rauchglas 20 vorgesetzt werden, um den Meßbereich nach oben zu erweitern. Für den Gebrauch im Laboratorium soll das Photometer auf einen soliden Dreifuß aufgesetzt werden, für Messungen im Freien auf ein leichtes, jedoch stabiles Stativ. Das Amperemeter für die Vergleichslampe kann auf ein zwischen die drei Stativbeine eingesetztes Brett gestellt und der Regulierwiderstand an einem Stativbein angebracht werden.

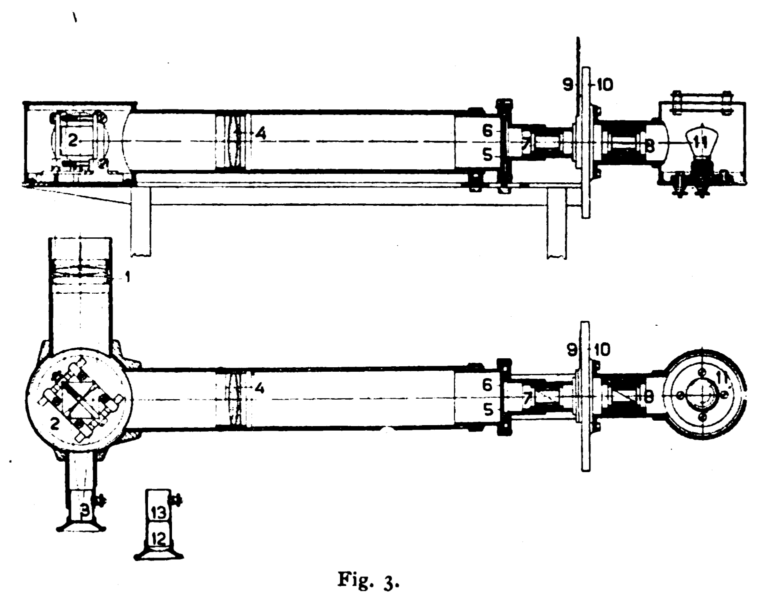


Fig. 3.

Sämtliche im folgenden enthaltenen Angaben über Empfindlichkeit, Genauigkeit und ausgeführte Messungen beziehen sich auf ein zuerst ausgeführtes Versuchsmodell, das daher noch kurz beschrieben werden soll. Es ist in Fig. 3 dargestellt. Die entsprechenden Teile sind gleich numeriert. Das Objektiv 1 hat eine Brennweite von 20 cm, der Photometerwürfel 2 hat nur zwei konzentrische Vergleichsfelder, gestattet also nur Einstellung auf Gleichheit. Der Seitenarm ist nicht geknickt, die Winkelskala 10 steht fest, während der Zeiger 9 beweglich ist. Zur Einrichtung auf die zu messende Lichtquelle muß ein besonderes Okular mit der Linse 12 und dem Fadenkreuz 13 eingeschoben werden. Das Versuchsmodell ist also weniger empfindlich, von geringerer Genauigkeit und außerdem unbequeme zu haben, als das Photometer in seiner jetzigen Form. Der Umstand, daß die Resultate, die mit ihm erzielt worden sind, trotzdem befriedigend waren, spricht für die Brauchbarkeit des Prinzips und rechtfertigt die Erwartungen, die an die neue Form des Photometers gestellt werden.

D. Empfindlichkeit, Meßgenauigkeit und Eichung des Photometers.

Zunächst interessiert die obere und untere Grenze des Meßbereiches. Sie wurde zu $1 \cdot 10^{-3}$ und $1 \cdot 10^{-7}$ Lux gefunden. Die obere Grenze ist bestimmt durch die Höchstbelastung, die die Vergleichslampe noch gut verträgt. Sie läßt sich ohne weiteres erhöhen durch Vorsetzen von Rauchglasscheiben vor das Objektiv 1. Die untere Grenze ist gesetzt durch den Reizschwellenwert der Netzhaut. Dieser beträgt nach unseren Messungen[1]) für die Zäpfchen der Netzhautgrube bei Sehwinkeln von mehr als 1^0 $1 \cdot 10^{-6}$ Lux. Es ergibt sich also auch theoretisch, indem man diesen Reizschwellenwert durch das Verhältnis $f^2/\varphi^2 = 100$ dividiert, ebenfalls $1 \cdot 10^{-7}$ Lux. Die untere Grenze des Meßbereichs der neuen Ausführungsart läßt sich nach dieser Methode zu $4 \cdot 10^{-8}$ Lux berechnen. Die Beleuchtungsstärke in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-7}$ Lux entspricht dem Schwellenwert der Beleuchtungsstärke in der Ebene der Augenpupille bei sehr kleinen Sehwinkeln, also etwa der eines Sternes sechster Größe bei sehr klarer Luft. Solche wären also, allerdings nur im günstigsten Falle, mit dem Versuchsphotometer meßbar. Vergrößert man die Brennweite auf 1 m, so wird die untere Grenze $4 \cdot 10^{-9}$ Lux oder Sterne zehnter Größe, bei Vergrößerung auf 10 m gleich $4 \cdot 10^{-11}$ Lux oder Sterne sechzehnter Größe.

Die Meßgenauigkeit des Instrumentes wurde

[1]) Gehlhoff und Schering, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen, **25** (1919), S. 17.

unter verschiedenen Bedingungen untersucht, und zwar wurde jedesmal der mittlere Fehler des Mittels aus fünf Ablesungen bestimmt, zunächst für eine mittlere Aufhellung des Gesichtsfeldes von $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ Lux in verschiedenen Bereichen der Winkelskala. Hiervon gibt Fig. 4a ein Bild. Man sieht, daß der Fehler im Bereich von 40 bis 80^0 etwa $1\,^0/_0$ ist, während er für kleinere und größere Winkel wieder wächst. Sodann wurde der Meßfehler bei Einstellung in einem mittleren Bereich der Winkelskala etwa bei 50^0 für verschiedene Beleuchtungsstärken (siehe Fig. 4b) bestimmt. Der Fehler liegt von 10^{-6} bis 10^{-3} Lux

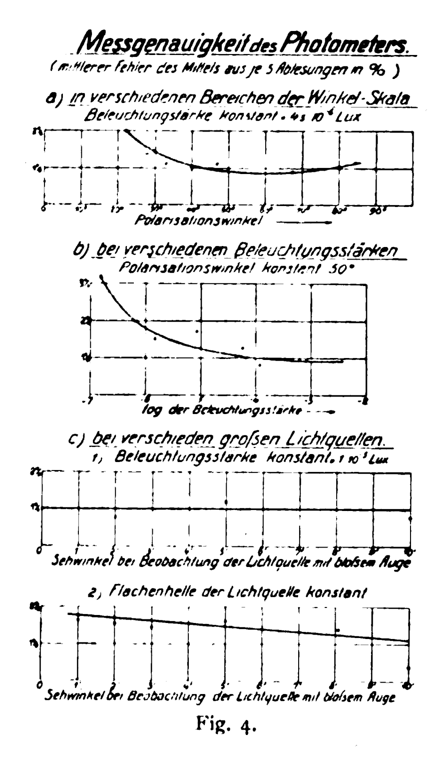


Fig. 4.

zwischen 2 und $1\,^0/_0$ und steigt nach der unteren Grenze des Meßbereiches zu bis über $3\,^0/_0$. Es wurde weiter untersucht, ob die Größe der Lichtquelle von Einfluß ist, und eine beleuchtete Milchglasscheibe, vor die verschieden große Blenden gesetzt werden konnten, gemessen. Zuerst wurde die Helligkeit konstant auf $1 \cdot 10^{-3}$ HK gehalten. Die Beleuchtungsstärke war dann bei dem 10 m entfernten Photometer $1 \cdot 10^{-5}$ Lux. Auf Fig. $4c_1$ sieht man, daß der Fehler unabhängig vom Sehwinkel konstant $1\,^0/_0$ beträgt. Dann wurde die Flächenhelle konstant gehalten, und Fig. $4c_2$ zeigt wieder ein langsames Anwachsen des Fehlers nach geringen Beleuchtungsstärken zu. Er bleibt jedoch immer unter $2\,^0/_0$. Diese letzte Messung diente zugleich zur Probe, ob das Photometer tatsächlich richtige Werte lieferte, denn die gemessenen Beleuchtungsstärken mußten im selben Verhältnis zueinander stehen wie die Quadrate der Blendendurchmesser. Es war dies bis auf $1\,^0/_0$ der Fall, bis auf die kleinste Blende von 3 mm Durchmesser, die infolge der Beugung zu hell gemessen wurde.

Durchschnittlich ist also die Meßgenauigkeit bei fünf Ablesungen etwa $1\,^0/_0$. Wie schon oben erwähnt, ist zu erwarten, daß die Genauigkeit durch die vorgesehenen Verbesserungen noch gesteigert wird.

Es wäre nun noch über die Eichung des Instrumentes zu berichten. Sie wurde bei uns so vorgenommen, daß bei verschiedener elektrischer Belastung der Vergleichslampe, also etwa bei einer Stromstärke von 0,6, 0,7 und 0,8 Amp., eine Normallampe von 0,1 oder 0,01 HK in 100 m Entfernung gemessen wurde. Man erhält dann, indem man die betreffenden Beleuchtungsstärken, also $1 \cdot 10^{-5}$ oder $1 \cdot 10^{-6}$ Lux, mit dem $\cos^2$ des abgelesenen Winkels dividiert, die Beleuchtungsstärke, die einer Einstellung gleich 0^0 bei der betreffenden Lampenstromstärke entspricht, und hat also in dem angenommenen Fall das Photometer in drei Meßbereichen geeicht. Auch bei dieser Gelegenheit wurde untersucht, ob das Photometer brauchbare Messungen liefert, indem unter Zugrundelegung der Eichung mit der 0,1 HK-Lampe die 0,01 HK-Lampe in verschiedenen Entfernungen von 100 bis 50 m gemessen wurde. Es ergaben sich bis auf $3\,^0/_0$ übereinstimmende Werte.

Eine andere bequeme Methode der Eichung ist folgende: Eine gleichmäßig beleuchtete Mattscheibe von bekanntem Blendendurchmesser wird auf die gewöhnliche Weise photometriert. Durch Vorsatz einer kleineren Blende von bekanntem Durchmesser wird die Lichtquelle auf das zur Eichung des neuen Photometers notwendige, im Verhältnis der Flächen zu berechnende Maß, herabgesetzt.

Nach diesen Ergebnissen mit dem Versuchsinstrument schien die Brauchbarkeit des Photometers erwiesen, und wir konnten dazu übergehen, das Instrument in der Praxis zu erproben.

Die große Empfindlichkeit des Instrumentes läßt seine Verwendung überall da angebracht erscheinen, wo es sich um Messungen von sehr geringen Beleuchtungsstärken handelt, also etwa bei der Photometrierung weit entfernter bekannter Lichtquellen, in der Sternphotometrie oder bei Messungen sehr schwacher Intensitäten, wie die der radioaktiven Leuchtfarben, der Phosphore oder tierischer Lichtquellen. In der Tat sind auf allen diesen Gebieten mit dem Photometer gute Resultate erzielt worden.

II. Anwendungsgebiete des Photometers.

A. Absorptionsmessungen in Luft.

Zuerst gehen wir auf die Messungen ein, zu denen das Instrument ursprünglich bestimmt war

Soll die Absorption der Atmosphäre für weißes Licht bestimmt werden, so wird folgendermaßen verfahren: Es wird eine Normallampe von ca. 20 HK, deren Spannung und Stromstärke konstant gehalten wird, auf etwa 1 km Entfernung mit dem geeichten Photometer gemessen und die Lichtstärke J_1 gefunden. Darauf wird von derselben Lampe bei derselben elektrischen Belastung im Laboratorium mit einem normalen Photometer die Lichtstärke zu J bestimmt. Es ist dann $J : J_1 = e^{A r}$, worin e die Basis der natürlichen Logarithmen, A der Absorptionskoeffizient und r die Entfernung ist. $(1 - 1/e^{A})$ 100 ist dann die pro Kilometer verloren gegangene Intensität in Prozent der Gesamtintensität der Lampe. Nach dieser Methode wurde von uns vor und nach einer Scheinwerferphotometrie die Absorption bestimmt und als kleinster Wert 11 % bei klarer Luft und im Maximum 71 % bei Nebel gefunden. Die Messung ist äußerst einfach und nimmt nur wenige Minuten in Anspruch.

Es interessiert weiter die Absorption in den verschiedenen Bereichen des Spektrums, um die alte Streitfrage lösen zu helfen, ob bei starker Absorption ein rotes oder blaues Licht gleicher Intensität weiter sichtbar sei.

Die bei weißem Licht angewandte Methode war hier nicht mehr brauchbar, da der photometrische Vergleich von weißem und farbigem Licht schwierig und ungenau ist, also weder die farbige Lichtquelle mit einer weißen Vergleichslampe verglichen werden konnte, noch die Eichung des Photometers mit farbiger Vergleichslichtquelle an weißen Normallampen genügend genau möglich war. Auch wenn man das Farbfilter vor dem Okular anbringt, so daß sowohl das zu messende, als auch das Vergleichslicht gefärbt wird, genügt eine Messung in einer Entfernung nicht mehr, da beide Lichtquellen nicht die gleiche spektrale Energieverteilung haben (allein schon infolge des Einflusses der selektiven Absorption der Atmosphäre) und somit die mit weißem Licht ausgeführte Eichung für das filtrierte Licht nicht mehr gilt. Es war also nötig, die Messung wohl nach dieser zuletzt ausgeführten Methode, jedoch aus zwei bekannten Entfernungen auszuführen. Bezeichnet man mit r_1 und r_2 die Entfernung und mit α_1 und α_2 die Einstellungen an der Winkelskala des Photometers, so ist

$$J_1 : J_2 = (\cos^2 \alpha_1 \cdot r_1^2) : (\cos \alpha_2 \cdot r_2^2) = e^{A(r_2 - r_1)},$$

woraus sich dann wieder die Absorption pro Kilometer in Prozent berechnen läßt. Nachstehende Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse.

Die in der letzten Spalte angegebenen Mittelwerte der Absorption aus 6 Messungen sind in Fig. 5 in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Die Messung am 25. September 1919 wurde nicht berücksichtigt, da bei ihr der Wert für weißes und der für gelbes Licht fehlt.

Wider Erwarten und im Gegensatz zu früheren Messungen[1]), die sich allerdings auf die Absorption der gesamten Atmosphäre beziehen, zeigt sich dabei im roten eine stärkere Absorption als im blauen. Wenn auch gerade bei dieser Meßmethode, bei der der Fehler des Ergebnisses gleich dem Produkt der Fehler der beiden Messungen ist, da dieses sich aus dem Verhältnis zweier Messungen ergibt, die Mängel des ersten Modells unseres Photometers sich besonders fühlbar machten, so

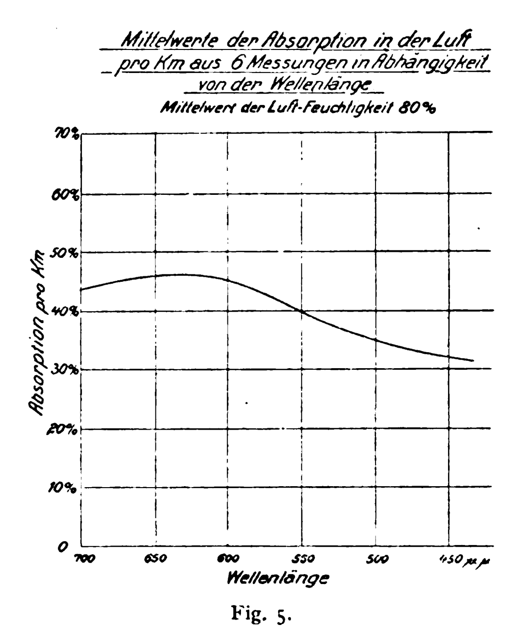


Fig. 5.

daß die Angabe der Ergebnisse nur als vorläufige Mitteilung zu betrachten ist, ist die Übereinstimmung im Gange der Absorption bei den verschiedenen Messungen doch vollkommen genug, daß zum mindesten für die feuchte Luft der Schluß gezogen werden kann: Die am Boden lagernden Schichten der Atmosphäre absorbieren das rote Licht stärker als das blaue! Jedoch steht dieses Ergebnis nicht allein da. Diejenigen Messungen, die sich nicht, wie die oben angeführten, auf die Beobachtung an Himmelskörpern, also auf die Absorption der gesamten Atmosphäre beziehen, haben ähnliches ergeben.[2]) Es ist ferner eine bekannte Erscheinung, daß in Fällen, wo die

[1]) Müller, Astron. Nachrichten, Bd. 103, Nr. 2464 und Publ. des astrophys. Obs. zu Potsdam, Bd. 8, S. 7. — Abney, Phil. Trans. of the Royal Soc. London 1887, p. 251—283. — Langley, Professional papers of the Signalservice, Nr. 15, p. 151.

[2]) A. Rudolph, Untersuchungen über die Durchlässigkeit des Nebels, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1904, S. 636. Messungen am künstlichen Nebel ergaben stärkere Absorption im Blauen als im Roten.

Tabelle 1.
Absorptionsmessungen. (Zeit 7—9 Uhr abends.)

	Datum	25. Sept. 1919	16. Okt. 1919	20. Okt. 1919	29. Jan. 1920	4. Febr. 1920	3. März 1920	12. März 1920	Mittel ohne 25. Sept.
Absorption in % pro km	weiß	—	31,6	70,8	14,7	51,2	36	34,2	39,8
	rot	17,7	32,9	78,4	25,6	52,3	45,6	39,0	45,6
	gelb	—	(37,0)[1]	(75)[1]	20,3	54,5	39,5	45,0	45,2
	grün	14,9	33,7	67,8	12,8	48,1	37,5	38,3	39,7
	blau	14 4	22,5	71,4	9,5	31,6	28,0	37,5	33,4
Wetterlage	Temperatur °C	+ 15,4°	+ 4°	+ 8°	+ 7°	+ 6°	+ 14,5°	+ 6°	
	Feucht. %	76 %	85 %	90 %	80 %	93 %	67 %	62 %	80 %
	Druck mm Hg	752,3	748,3	764,8	752,5	746,0	757,2	751.3	
	Wind	stark West	schw. W.	Windstill	schw. W.	schw. O.	schw. W.	W.	
	Allgemeines	Abziehendes Tiefdruckgebiet	Tiefdruckgebiet Regen	Hochdruckgebiet Rücks. Nebel	Hochdruckgebiet	Hochdruckgebiet Dunstig	Ankommendes Hochdruckgebiet Klar später Dunstig	Ankommendes Tiefdruckgebiet Dunstig später Klar	
Sicht		Gut	Schlecht	Sehr schlecht	Gut	Schlecht	Wechselnd	Wechselnd	

[1]) Nicht gemessene interpolierte Werte.

Absorption der erdnahen Schichten überwiegt, also z. B. bei Nebel, die Sonne, wenn sie schwachsichtbar wird, bläulich-weiß erscheint. Wahrscheinlich wird in trockener staubfreier Luft der Gang der Absorption ein umgekehrter sein. Solche Fälle werden jedoch in unserer Breite immer viel seltener auftreten. In den meisten Fällen wird in den erdnahen Schichten die diffuse Reflexion des Lichtes in der reinen Luft, wodurch blaues Licht stärker geschwächt wird als rotes, zurücktreten hinter der Absorption in Wasserdampf, welche stärker auf das langwellige Licht wirkt. Auch im Spektrum der Erde finden sich Absorptionsbanden im roten und gelben, die auf den Wasserdampf zurückgeführt werden. Dieselben Banden stärker ausgeprägt sind auch in dem Spektrum der Planeten Jupiter und Saturn enthalten. Die Messungen werden bei uns weiter fortgeführt und mit dem verbesserten Photometer mit größerer Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit weiteres Material gesammelt werden. Es steht schließlich nichts im Wege, das Photometer zu einem Spektralphotometer auszubilden. Man müßte dann nur den Photometerwürfel so abändern, daß die Vergleichsfelder durch horizontale Linien begrenzt werden, etwa ein oder zwei horizontale Streifen in einem quadratischen Gesichtsfeld. Man könnte dann direkt das Absorptionsspektrum der erdnahen Atmosphäre bestimmen. Allerdings wäre hierzu ein Photometer mit noch größerer Empfindlichkeit, also größerer Brennweite des Objektivs I nötig, als sie das erste Versuchsinstrument besitzt.

B. Sternphotometrie.

Die guten Ergebnisse, die wir bei der Photometrierung weitentfernter irdischer Lichtquellen erzielt hatten, ließen uns auf den Gedanken kommen, das Photometer auch auf seine Brauchbarkeit zur Sternphotometrie zu untersuchen. Wie schon in der Einleitung erwähnt, handelt es sich bei den subjektiven Astrophotometern immer um die Vergleichung zweier punktförmiger Lichtquellen, die nur auf 0,1 Größenklasse oder 10 % genau möglich ist. Die einzige Ausnahme bildet das Steinheilsche Prismenphotometer. Dies beruht auf der Erkenntnis, daß beim Verschieben des Objektivs gegen das Okular die Helligkeit des sich verbreiternden Sternbildes proportional dem Maße der Verschiebung des Objektivs abnimmt. Das Objektiv dieses Photometers ist geteilt und jede Hälfte für sich verschiebbar. Durch vorgesetzte Prismen werden die zwei zu vergleichenden Sterne in das Gesichtsfeld gebracht und beide Objektivhälften solange gegeneinander verschoben, bis beide Sternscheibchen gleich hell erscheinen. Es wird diesem Instrument der Vorwurf gemacht, daß seine Empfindlichkeit infolge des Lichtverlustes durch die Vergrößerung des Sternbildes geringer ist, als die der übrigen Astrophotometer. Da auch bei unserem Photometer das Licht des Sternes über eine große Fläche der Netzhaut verteilt wird, so liegt es nahe, auch ihm den gleichen Vorwurf zu machen. Dagegen ist anzuführen, daß der Schwellenwert unserer Netzhaut mit zunehmender Ausbreitung des Bildes bis zu einem Sehwinkel von einem Grad stark abnimmt. Von einem Grad an ist er konstant. Mit anderen Worten, der Schwellenwert ist zunächst bis zu Sehwinkeln von einer Minute dem Lichtstrom proportional, von einem Grad ab der Beleuchtungsstärke proportional und verläuft dazwischen längs einer Verbindungskurve. Wir wollen unter Berücksichtigung dieser Tat-

sachen die untere Grenze des Meßbereiches eines Photometers mit Punktvergleichung und unseres Photometers gegenüberstellen. Im ersten Falle ist die Helligkeit des Sternbildes im Verhältnis der Lichtströme vergrößert, also im Verhältnis der Eintrittspupille des Fernrohres zur Augenpupille, unter der Voraussetzung, daß die Austrittspupille des Fernrohres höchstens ebenso groß ist wie die Augenpupille. Im zweiten Falle wird der Reiz der Netzhaut um einen Faktor gleich dem Verhältnis der Quadrate der Brennweiten von Objektiv und Augenlinse dividiert durch die Fläche der Augenpupille gesteigert. Legen wir ein Fernrohr von 7 cm Objektivdurchmesser und 1 m Brennweite zugrunde und nehmen wir den Pupillendurchmesser des Auges zu 6 mm und die Augenbrennweite zu 20 mm an, so ergibt sich im ersten Falle der Verstärkungsfaktor zu 136, im zweiten Falle zu 90, also nicht so viel kleiner, als man bei der großen Ausbreitung des Lichtes zuerst erwarten sollte. Die untere Grenze ergäbe sich hiermit zu Sternen 11,5ter, bzw. 10,5ter Größe. Die kaum geringere Empfindlichkeit wird jedoch durch die zehnmal größere Meßgenauigkeit ausgeglichen.

In der vorhandenen Form war das Photometer zur Sternphotometrie nicht ohne weiteres brauchbar, vor allen Dingen lag die untere Grenze mit 10^{-7} Lux für die Photometrie schwacher Sterne noch zu hoch. Das Photometer wurde daher mit einem Fernrohr von 2 m Brennweite verbunden und so angebracht, daß nach Entfernung des Photometerobjektivs das Auge in den Brennpunkt des Fernrohrobjektivs kam. Mit diesem Photometer, das nunmehr die 100fache Empfindlichkeit des alten Modells besaß, (die untere Grenze lag also bei 10^{-9} Lux) wurden einige orientierende Messungen vorgenommen. Da das Fernrohr nicht parallaktisch gelagert war und kein Uhrwerk besaß, wurden nur Messungen an Zirkumpolarsternen gemacht. Tabelle 2 und 3 stellen die Ergebnisse zusammen. Tabelle 2 gibt zunächst die an den verschiedenen Abenden gemessenen Beleuchtungsstärken. Die erste Spalte gibt die Nummer des Sterns aus der Bonner Durchmusterung an. Der Fehler der Messung ist durchschnittlich 1 Prozent, d. h. 0,01 Größenklasse, Tabelle 3 gibt die aus diesen Beleuchtungsstärken berechneten Größenklassen bezogen

Tabelle 3.

Ursae min.	Größenklasse gemessene Werte			Mittel	*PD*	*BD*
α	—	—	—	—	2,34	2
δ	4,51	4,61	—	4,56 ± 0,05	4,69	4,5
24	6,12	6,06	6,08	6,09 ± 0,02	6,10	6
—	7,94	—	—	—	—	8

auf α Ursae min.[1]) bzw. δ ursae min. Die Größenklasse ist bei δ auf 0,05, bei 24 auf 0,02 Größenklasse genau bestimmt. Die Werte stimmen mit denen der Potsdamer (*PD*) und der Bonner Durchmusterung (*BD*) gut überein. Man kann also das Ergebnis dieses ersten Versuches, zumal er unter recht ungünstigen Bedingungen ausgeführt wurde, als recht befriedigend bezeichnen. Dies zeigt auch ein Vergleich mit den Ergebnissen der Astrophotometrie mit der lichtelektrischen Zelle an der Neubabelsberger Sternwarte. Die Meßgenauigkeit hält sich dort in den Grenzen von 0,01 bis 0,005 Größenklasse, die wir mit dem verbesserten Photometer aller Wahrscheinlichkeit nach auch erreichen werden. Die schwächsten noch mit genügender Genauigkeit meßbaren Sterne waren dort 7. Größe bei Verwendung eines Objektivs von 5 m Brennweite. Bei dieser Brennweite wäre die untere Grenze von unserem Photometer $2 \cdot 10^{-10}$ Lux oder Sterne 14. Größe. Wir wollen daher auch auf diesem Gebiete noch weiter mit dem Photometer arbeiten.

C. Messungen an sehr schwachen Lichtquellen.

1. Radioaktive Leuchtfarben.

Zum Schluß seien noch einige Messungen angeführt, die an radioaktiven Leuchtfarben und Phosphoren in unserem Laboratorium vorgenommen worden sind.

Es konnten drei Leuchtschirme und zwei zwischen zwei Glasplatten eingeschlossene Proben von Leuchtpulver auf 2 Meter Entfernung photometriert und ihre Flächenhelle ermittelt werden. Tabelle 4 gibt die Resultate wieder.

[1]) Die geringen Variationen von α Ursae minoris wurden nicht berücksichtigt.

Tabelle 2.

BD	Nr.	Name	15. August Lux	± %	18. August Lux	± %	19. August Lux	± %	20. August Lux	± %
88	8	α Ursae min.	$4{,}55 \cdot 10^{-7}$	0,4	$4{,}74 \cdot 10^{-7}$	1,1	—	—	$8{,}56 \cdot 10^{-7}$	1,5
86	269	δ „	—	—	$8{,}76 \cdot 10^{-8}$	1,0	$1{,}23 \cdot 10^{-7}$	0,6	$1{,}45 \cdot 10^{-7}$	0,9
86	272	24 „	$2{,}39 \cdot 10^{-8}$	1,4	$2{,}99 \cdot 10^{-8}$	1,1	$4{,}15 \cdot 10^{-8}$	0,8	—	—
—	—	„	—	—	—	—	$1{,}45 \cdot 10^{-8}$	0,9	—	—

Tabelle 4.

Leuchtschirm	Flächenhelle
L 5	$1,38 \cdot 10^{-6}$ HK/cm²
L 12	$2,79 \cdot 10^{-6}$ „
L 17	$3,70 \cdot 10^{-6}$ „
Leuchtpulver	
L 14	$3,66 \cdot 10^{-6}$ „
W 5	$2,70 \cdot 10^{-6}$ „

2. Phosphore.

Fig. 6 gibt die Messungen wieder, die an vier in Glasröhrchen eingeschmolzenen Phosphoren ausgeführt worden sind, an denen die Abnahme der Flächenhelligkeit bis auf $0,5 \cdot 10^{-6}$ HK/cm² herunter bestimmt werden konnte. Der Verlauf der Kurven ist derart, daß er auf drei verschiedene Abklingungswerte bei den Phosphoren schließen läßt.

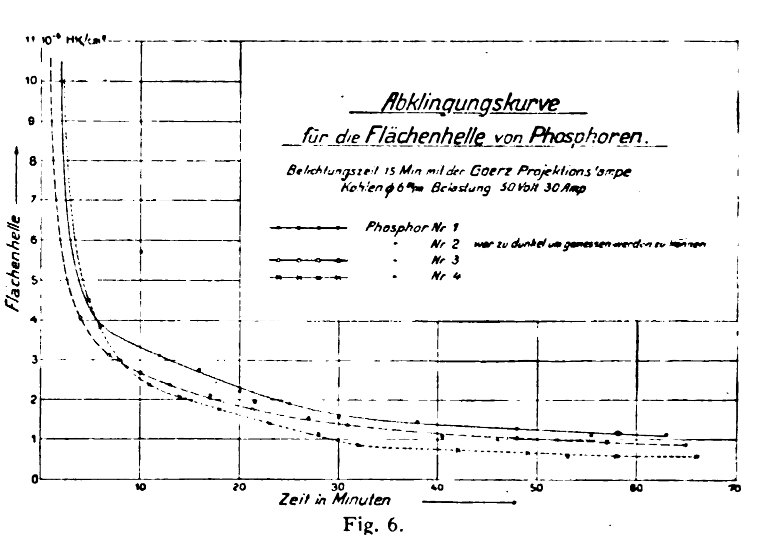


Fig. 6.

3. Tierische Lichtquellen.

Auch die Lichtstärke der Leuchtorgane des Leuchtkäfers konnte bestimmt werden. Es wurde gefunden, daß die Helligkeit der beiden an der Unterseite des Hinterleibes eines, allerdings schon am vorhergehenden Abend gefangenen, weiblichen Tieres gelegenen Leuchtorgane je nach dem Erregungszustand des Tieres von $2 \cdot 10^{-6}$ bis $7 \cdot 10^{-6}$ HK schwankte.

Wir glauben durch unsere Ausführung die vielseitige Verwendungsmöglichkeit und große Entwicklungsfähigkeit des beschriebenen Photometers dargelegt zu haben. Kurz zusammengefaßt besteht der Gegensatz zu sonstigen Photometern darin, daß das Instrument keine Mattscheibe enthält; trotzdem wird durch die besondere Bauweise ein photometrischer Vergleich von zwei ausgedehnten Flächen ermöglicht. So wird der durch die diffuse Reflexion bedingte Lichtverlust vermieden, wobei der Lichtreiz der Netzhaut durch die Wahl der Optik beträchtlich gesteigert werden kann. Es können also die schwächsten Beleuchtungsstärken mit derselben Genauigkeit wie bei den gebräuchlichen Photometern, also etwa 1 %, gemessen werden.

An der Vervollkommnung des Instrumentes, besonders in der Anwendung als Sternphotometer und Spektralphotometer wird weiter gearbeitet, so daß wir hoffen, bald noch über weitere Resultate auf diesen Gebieten berichten zu können.

(Eingegangen am 28. Juli 1920.)

Vorstehende Arbeit wurde von Dr. H. Schering auch auf der 86. Naturforscherversammlung in Nauheim vorgetragen. In der anschließenden Aussprache machte Prof. Edgar Meyer-Zürich die folgende Bemerkung:

„Es scheint mir, daß Herr Schering in seinen Ausführungen den Wert der lichtelektrischen Zellen in der Photometrie zu stark gegenüber seiner schönen Methode herabgesetzt hat. So ist doch bei der lichtelektrischen Astrophotometrie die innere Einstellungsgenauigkeit für eine einzelne Einstellung etwa ± 3 bis 4 Tausendstel Größenklassen (Edgar Meyer und H. Rosenberg, Vierteljahrschr. d. Astronom. Gesell. **48**, 1913, 210). Um so mehr scheint mir das lichtelektrische Photometer überlegen, als es neuerdings gelungen ist, die lichtelektrischen Ströme vermittelst einer Verstärkerröhre auf den 10^6-fachen Betrag zu vergrößern (vgl. Edgar Meyer, H. Rosenberg und F. Tank, Archives de Genève (5), **2**, 1920, 260 und die ausführliche Arbeit von H. Rosenberg über diesen Gegenstand, welche im Juni 1920 der Berliner Akademie der Wissenschaften vorgelegt wurde; sie enthält die genauen Angaben darüber, wie diese hohen Verstärkungszahlen zu erreichen sind)."[1]

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Hochohmige Belastungs- und Meßwiderstände.

(Nach einem Vortrag auf der 86. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte)

Von W. Hofmann.

Gemeinsame Untersuchungen mit Professor Lilienfeld über die Leitfähigkeit nichtmetallischer fester Stoffe führten dazu, gut brauchbare, handliche, hochohmige Widerstandselemente herzustellen. Das technische Ergebnis der Bemühungen sind die die Gestalt von Stäben besitzenden

[1]) Eine Erwiderung auf diese Bemerkung wird seitens des Herrn G. Gehlhoff in der nächsten Nr. erscheinen.



„Multohm“-Widerstände. Sie werden hergestellt, indem im Inneren von Glasröhren dünne Schichten der leitenden Stoffe aufgetragen werden, teils als gleichmäßiger Überzug, teils in spiraliger Form. Näheres über die Widerstände erscheint in nächster Zeit in der Elektrotechnischen Zeitschrift. Hier sollen nur kurz diejenigen Eigenschaften erörtert werden, welche vom Gesichtspunkte ihrer technischen Brauchbarkeit wichtig sind.

Genaue Messungen haben ergeben, daß der jedem Stab aufgeprägte Ohmbetrag — abgesehen von einem Temperaturkoeffizienten — dauernd konstant beibehalten wird. Es werden zwei Arten Widerstandselemente hergestellt. Die einen, mit „Multohm I“ bezeichneten, sind in erster Linie für technische Belastungszwecke bestimmt. Ihre Schicht besteht vorwiegend aus Kohlenstoff und hat einen Temperaturkoeffizienten von 0,0016 bis 0,002 Ohm Grad. Die Anwendung der „Multohm I“-Widerstände empfiehlt sich auch für Meßzwecke, freilich unter der Einschränkung, daß die Meßströme genügend gering sind, so daß eine erhebliche Erwärmung der Stäbe ausgeschlossen ist. Ohne Einschränkung für Meßzwecke anwendbar ist hingegen die zweite Art von Stäben — „Multohm II“ — deren Schicht aus besonderen Gemischen von Metalloxyden besteht. Der Temperaturkoeffizient der „Multohm II“-Stäbe ist ein außerordentlich geringer: er beträgt weniger als 2 % für 100° C.

Die Gleichmäßigkeit der Schichten wurde eingehend untersucht; es ergab sich, daß der Stab bei Strombelastung eine bis auf geringe Unterschiede gleichmäßige Erwärmung auf seiner ganzen Länge erfährt. Bei einer durchschnittlichen Erhitzung auf beispielsweise 140° sind die örtlichen Unterschiede geringer als 4°. Die Übertemperatur eines Widerstandes bei steigender Wattbelastung pro cm² Schichtoberfläche zeigt folgende Zahlentafel:

Watt pro cm²	Übertemperatur in ° C.
0,12	50
0,2	75
0,3	100
0,44	122
0,54	160
0,83	190
1,00	230

Hierbei ist zu bemerken, daß die praktisch zulässige obere Grenze bei Dauerbelastung mit Luftkühlung für die „Multohm I“-Stäbe 1 Watt cm² (Schichtoberfläche) beträgt. Demnach darf ein „Multohm I“-Widerstand der üblichen Abmessungen (Länge 50 cm, Durchmesser 10 mm) insgesamt mit 100 Watt belastet werden. Stoßweise Belastungen (Dauer 1/5 Sekunde) mit 1 KVA sind zulässig. Hingegen sind die einen verschwindend geringen Temperaturkoeffizienten besitzenden „Multohm II“-Stäbe im praktischen Falle nicht über 0,2 Watt cm² (Schichtoberfläche) belastbar; es können also in einem Element der genannten Abmessung 20 Watt in Wärme umgesetzt werden; wobei es sich auf etwa 100° erhitzt. Bei Widerstandselementen von 30 mm Durchmesser und gleicher Länge, welche ebenfalls hergestellt werden, beträgt die obere Belastungsgrenze naturgemäß das Dreifache der angegebenen Wattzahlen, bei kürzeren Stäben entsprechend weniger.

Die „Multohm I“-Widerstandselemente werden in der Größe von etwa 10000 Ω bis zu etwa 10 $M\Omega$ hergestellt, die „Multohm II“-Widerstände aber in den Größenordnungen von 1000 Ω bis zu vorläufig 1 $M\Omega$. Bei Benutzung größerer Durchmesser erhöht sich natürlich der erreichbare höchste Widerstandsbetrag proportional dem Durchmesser.[1])

In den meisten Fällen, wo hochohmige Flüssigkeitswiderstände, Silitstäbe oder Drahtwiderstände gebraucht zu werden pflegen, werden die „Multohm“-Widerstände mit Vorteil Anwendung finden. Der weite Bereich der verfügbaren Widerstandsbeträge, ihre gute Konstanz und Zuverlässigkeit wird dem hochohmigen Widerstand neue Anwendungsgebiete erschließen. So ist der „Multhom“-Widerstand in Anbetracht seiner geringen Kapazität und Selbstinduktion das gegebene Element für die Herstellung von Spannungsteilern. Ferner sind die „Multohm II“-Widerstände ganz besonders geeignet, um effektive Spannungsmessungen einfach unter Zuhilfenahme eines stromanzeigenden Instrumentes auszuführen. Eine zweckmäßige Ausführungsform einer solchen Messung erhält man, wenn in das Innere des Stabes ein Thermoelement oder eine Thermosäule eingeführt und die Spannung einfach in Funktion der thermoelektrischen Kraft gemessen wird.

Zeigen schon die hier erwähnten Eigenschaften des „Multohm“-Widerstandes seine vielseitige und vorteilhafte Verwendungsfähigkeit, so bringt die Prüfung der Anschaffungskosten seine Überlegenheit gegenüber sonstigen Widerständen erst recht zur Geltung.

Mit den altbekannten nichtmetallischen Widerständen sind die vorliegenden schon deshalb nicht zu vergleichen, weil jene nicht konstant sind. Immerhin sei erwähnt, daß bei Berücksichtigung eines heute bei den die Widerstände herstellenden Firmen üblichen Aufschlages von 1200 % ein Graphitwiderstand von 1 $M\Omega$ sich auf etwa 260.— M. stellen dürfte. Ein „Multohm“-Widerstand des gleichen Betrages wird ungefähr 25.— bis 35.— M. kosten in der „Multohm I“-Ausführung, in der „Multohm II“-Ausführung etwa 50.— bis 60.— M. Ähnlich würde sich ein

[1]) Man vergleiche auch das am Schluß des Aufsatzes über die 10^6 Ω und mehr betragende Stäbe Gesagte.

Graphitwiderstand von 5 $M\Omega$ wohl auf rund 360.— M. stellen, während ein gleiches „Multohm“-Widerstandselement der ersten Art 30.— M. kosten dürfte. Zur Herstellung eines „Multhom II“-Widerstandes hingegen müßten im letzteren Falle fünf Stäbe genommen werden in einem Gesamtpreis von etwa 250.— M. Die Preise von Silitwiderständen dürften noch höher als diejenigen der Graphitwiderstände sein, doch fehlen hierüber nähere Unterlagen.

Wenn man ferner die Preise der „Multohm“-Stäbe mit denjenigen der Drahtwiderstände vergleicht, dann geht besonders für hohe Widerstandsbeträge ihre hochgradige Überlegenheit hervor. So dürfte sich ein Regulierwiderstand aus Draht für 5000 Volt und eine Strombelastung von 0,0005 Amp. bis zu maximal 1 Amp. rund auf 13000.— M. stellen. Das Gleiche leistet ein „Multohm I“-Widerstand, bestehend aus 100 Stäben, deren Gesamtpreis rund auf 3000.— M. zu schätzen ist.

Zieht man die in der Hochspannungstechnik bekannten Plattenwiderstände nach Simon-Glimmerplatten mit dünnem Draht bewickelt zum Vergleich heran, oder ein für Meßzwecke bestimmtes, in zehn Stufen unterteiltes Megohm aus Drahtwiderständen, so zeigt sich ebenfalls eine bedeutende Überlegenheit des „Multohm“-Widerstandes im Preise, außerdem fällt die fast völlige Selbstinduktionsfreiheit und geringe Kapazität noch besonders zu seinen Gunsten ins Gewicht.

Schließlich sei noch erwähnt, daß Widerstandselemente außerordentlich hohen Betrages — 10^9 Ω und mehr — ebenfalls gemacht werden können. Solche Widerstände eignen sich für elektrometrische Messungen, beispielsweise für eine Verwendung in der bekannten Bronson-Schaltung, ihre Eigenschaften weichen aber von denen der anderen Stäbe in einigen Beziehungen ab. Näheres hierüber soll in naher Zukunft veröffentlicht werden.

Die Versuche zur Herstellung der „Multohm“-Widerstände sind noch vor dem Kriege begonnen worden; es befinden sich gegenwärtig bereits mehrere tausend Stäbe im praktischen Gebrauch. Kürzlich erschien ein kurzer Aufsatz von F. Scaupy und H. Ewest[1]) über ähnliche, aus Graphitschichten hergestellte Widerstandselemente, welche jedoch den Angaben gemäß einen bedeutend geringeren Bereich von Widerstandsbeträgen und Voltbelastbarkeiten auszufüllen geeignet erscheinen. Auf Grund der Veröffentlichung läßt sich ein näherer Vergleich mit den „Multohm“-Stäben hinsichtlich des Preises und anderer in Betracht kommender Eigenschaften nicht ausführen.

[1]) F. Scaupy u. H. Ewest, Über eine neue Art von Widerständen hoher Ohmzahl. Zeitschr. f. techn. Physik 1, S. 167.

(Eingegangen am 27. Oktober 1920.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Rohr, M. v., Die binokularen Instrumente. Naturwiss. Monographien und Lehrbücher, 2. Bd. XVII u. 303 S., 136 Abb., 1 Taf. Jul. Springer, Berlin 1920. Geh. M. 40,—, geb. M. 47,60.

Weil, L. W., Neue Grundlagen der technischen Hydrodynamik. 219 S., 133 Abb. Oldenbourg, Berlin und München 1920. Geh. M. 26,—, geb. M. 30,—.

Mann, V., Beitrag zur Kenntnis der Wassermessung mittels Meßschirms. 35 S., 42 Fig. R. Oldenbourg, Berlin und München 1920. Geh. M. 8,—.

Journal für praktische Chemie. Bd. 101, 1920—21, Nr. 1—3. 96 S., 1 Taf. Joh. Ambr. Barth, Leipzig. Preis Bd. 101 M. 50,—.

Nitsche & Günther, Wissenschaftl. Abt. d. Opt. Werke. Die Arten der Brillengläser und Klemmer und ihre Anwendung in der Praxis. 56 S. Druckschrift Nr. 88, 1920.

Skirl, W., Meßgeräte und Schaltungen für Wechselstromleistungsmessungen. 278 S., 215 Abb. Jul. Springer, Berlin 1920. Geb. M. 26,—.

Planck, M., Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie. Nobelvortrag. 32 S. Joh. Ambr. Barth, Leipzig 1920. Geh. M. 4,—.

Baetz, C., Ein neues Prinzip für Dampf- und Gasmaschinen. 80 S., 24 Fig., 1 Taf. Spamer, Leipzig 1920. Geh. M. 16,80.

Schulz, H., Das Sehen. Einführung in die physiologische Optik. 146 S., 86 Fig. Enke, Stuttgart 1920.

Föppl, A. und L., Drang und Zwang. 2. Bd. 390 S., 144 Abb. Oldenbourg, München und Berlin 1920. Geh. M. 42,—, geb. M. 52,—.

Vater, R., Technische Wärmelehre. (Thermodynamik.) Sammlung Natur- und Geisteswelt. 122 S., 46 Abb. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Wiener, O., Flugkraftlehre. 240 S., 170 Abb. Hirzel, Leipzig 1920. Geh. M. 24,—, geb. M. 32,—.

Rotth, A., Grundlagen der Elektrotechnik. Sammlung Natur- und Geisteswelt. 128 S., 70 Abb Teubner, Leipzig 1920.

Suter, P., Die Elektronentheorie der Metalle. 114 S. Haupt, Bern 1920. Geh. M. 12,—.

Besprechungen.

Alexander-Katz, B., **Quarzglas und Quarzgut**, 46. Heft der Sammlung Tagesfragen usw. Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1919. 52 Seiten mit 43 Abbildungen.

Dieses Buch enthält im wesentlichen einen Auszug der Patentliteratur, wie dies bei der Art der Quarzglasfabrikation, die im allgemeinen nach Geheimverfahren gehandhabt wird, kaum anders möglich ist. Viel Neues oder für die Fabrikation Wesentliches enthält es nicht. Auch die Kapitel 5 und 6 (physikalische und chemische Eigenschaften des Quarzgutes) sind recht dürftig gehalten. — So z. B. sind die gerade für den Schmelzprozeß des Quarzes wichtigen Eigenschaften der Verflüssigung und Zähigkeit, der Verdampfung, der chemischen Veränderungen usw. nur sehr flüchtig behandelt. Von einer erfolgreichen Verwendung des Quarzglases bei der Herstellung optischer Instrumente kann man heute wohl noch nicht sprechen, da optisch brauchbares Quarzglas in größeren Mengen zu mäßigen Preisen in genügend guter Qualität jetzt noch nicht verfügbar ist. Daß man Quarzglas unvorgewärmt in der Knallgasflamme bis zur Weißglut erhitzen und unmittelbar daran in Eiswasser werfen kann, ohne daß es reißt oder springt, trifft nur für dünne Stücke zu, da sich bei dicken Stücken der immerhin doch merkliche und mit steigender Temperatur stark zunehmende Ausdehnungskoeffizient des Quarzes bemerkbar macht. Auf

die schädliche und manchen Anwendungen hinderliche Porosität des Quarzgutes wird auch nicht näher eingegangen.

Die Bedeutung des Quarzglases und Quarzgutes für die Technik ist eine so große geworden, namentlich als Ersatzmaterial für Platin bzw. in der Verwendung als schwer schmelzbares Material, sowie in Anwendung seiner sonstigen ausgezeichneten Eigenschaften, daß es eine eingehendere Bearbeitung verdient hätte. G. Gehlhoff.

Möller, J., **Nautik.** Nat. u. G.-Welt. Nr. 255. 2. A. 116 S., 64 Fig., 1 Karte. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Handliche Einführung in die instrumentellen, astronomischen und kartographischen Fragen der Nautik, unter Berücksichtigung der neuesten Entwicklung auf den Gebieten der Kompaßtechnik (Kreiselkompaß), Funkentelegraphie und des Unterwasserschallmeßwesens. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Aachen. Zum fünfzigjährigen Bestehen der Technischen Hochschule.

Groß ist die Not der deutschen Hochschulen und Universitäten! Die Mittel, die der Staat für die Ausbildung unserer jungen Akademiker, unserer besten Hoffnung für Deutschlands Wiederaufstieg, gewährt, reichen in keiner Weise aus, um den gesteigerten Anforderungen gerecht zu werden.

In dieser Zeit des Entbehrens beging die Technische Hochschule zu Aachen am 24. Oktober 1920 die Feier ihres 50 jährigen Bestehens. Ihr an diesem Tage eine Gabe zu überreichen, die es ihr ermöglicht, ihren Schülern eine den Forderungen der Jetztzeit entsprechende vollwertige Ausbildung zuteil werden zu lassen, vereinten sich zahlreiche industrielle Unternehmungen und führende Männer unseres Geistes- und Wirtschaftslebens zu der Gesellschaft von Freunden der Aachener Hochschule.

Die Gesellschaft wendet sich jetzt an die alten und jungen Studenten, die sich von der Aachener Hochschule ihr wissenschaftliches Rüstzeug für das Leben geholt haben, und an alle, denen das Gedeihen von Wissenschaft und Technik am Herzen liegt, mit der Bitte, Mitglied zu werden, um dadurch die Bestrebungen der Gesellschaft zu unterstützen.

Im besetzten Gebiet, an des Reiches Westmark gelegen, bedarf die Aachener Hochschule in besonderer Weise der Förderung. Es geht um Deutschlands Jugend, Deutschlands Zukunft! Daher darf keiner zurückbleiben, alle müssen helfen, indem sie Mitglied der Gesellschaft werden.

Anfragen und Anmeldungen sind zu richten an die „Gesellschaft von Freunden der Aachener Hochschule" (Geschäftsstelle des Vereins Deutscher Eisenhüttenleute), Düsseldorf, Ludendorffstraße 27.

Personalnachrichten.

Braunschweig. Geh. Hofrat Dr.-Ing. h. c. Rudolf Schöttler, ord. Prof. der technischen Mechanik und der Maschinenlehre an der Braunschweiger Hochschule, ist in den Ruhestand getreten, wird aber bis zur Wiederbesetzung des Lehrstuhles den Unterricht weiterführen und später noch auf Spezialgebieten seine Vorlesungen halten. Mit Rücksicht auf den sehr umfangreichen Lehrauftrag Schöttlers wird seine Professur in zwei Teile getrennt: eine ordentliche für Wärmemechanik und Verbrennungskraftmaschinen und eine außerordentliche für Festigkeitslehre; das mechanische Laboratorium wird geteilt in dasjenige für Verbrennungskraftmaschinen und das Festigkeitslaboratorium. Für die außerordentliche Professur ist der Privatdozent an der Technischen Hochschule in Aachen, Dr.-Ing. Otto Föppl berufen, der mit Beginn des Winterhalbjahres seine Vorlesungen aufnimmt.

Dresden. Dem ord. Prof. für Bauingenieurwesen an der Technischen Hochschule zu Braunschweig Geh. Hofrat Max Möller wurde von der Technischen Hochschule in Dresden in Anerkennung seiner langjährigen erfolgreichen Lehrtätigkeit, seiner bedeutsamen Arbeiten auf den Gebieten des theoretischen und praktischen Wasserbaues, sowie seines grundlegenden Wirkens auf dem Gebiete des Eisenbetonbaues die Würde eines Doktor-Ingenieur ehrenhalber verliehen.

Göttingen. Der Privatdozent an der Universität Göttingen Prof. Max Reich wurde zum ordentlichen Professor daselbst ernannt unter Übernahme des durch das Ableben von Prof. Dr. Simon freigewordenen Lehrstuhles für Physik.

Göttingen. Der Berliner Privatdozent Prof. Dr. James Franck, Abteilungsvorsteher am Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie in Berlin-Dahlem, hat den Ruf auf den Lehrstuhl der Physik an der Universität Göttingen als Nachfolger des verstorbenen Geh. Reg.-Rats W. Voigt angenommen.

Halle. Dem Privatdozenten für Physik und physikalische Chemie an der Universität Halle Prof. Dr. Albert Wigand wurde ein Lehrauftrag zur Vertretung der Physik der Atmosphäre erteilt.

Rostock. Privatdozent Dr. Wilhelm Lenz in München hat den Ruf auf den außerordentlichen Lehrstuhl für theoretische Physik an der Universität Rostock angenommen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Erste Jahrestagung in Nauheim
20. bis 25. September 1920.

Der in der vorigen Nummer angekündigte Bericht über die Ausführungen von Geh. Rat Hallwachs nebst Aussprache erscheint später.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Die Gesellschaft für technische Physik hat das Mitglied Dr. V. Pieck, Berlin-Tempelhof, Kaiserin Augustastraße 18, durch den Tod verloren.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am Freitag, den 5. November 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Boykow spricht über die instrumentelle Unterstützung des Fliegens.

Sitzung am Freitag, den 19 November 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Hort spricht über „die Dynamik des Kreisels und ihre technischen Anwendungen". Mit Vorführungen und Lichtbildern.



Sitzung am Freitag, den 3. Dezember 1920, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Bergter spricht über „moderne Röntgentherapieröhren". Mit Demonstrationen.

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

1. Vorsitzender Richter.

Siebente ordentliche Versammlung am Montag, den 18. Oktober 1920, abends 8½ Uhr, in der Seeburg Kiel, Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Hahnemann: Schwingungstechnik.
3. Vortrag von Herrn Seidel: Über die Strahlung kreisförmiger und halbkreisförmiger Antennen.
4. Kurzer Bericht von Herrn Hecht über Nauheim.
5. Verschiedenes.

Sitzungen der Ortsgruppe Hamburg.

Vorsitzender Dr. Schimank.

Sitzung am Donnerstag, den 21. Oktober 1920, abends 8 Uhr, in den Technischen Lehranstalten, Hamburg, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

Herr Schimank: Bericht über die Nauheimer Naturforscherversammlung.

Herr Schimank Neuere Anschauungen über den Bau der Atome.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Max Dieckmann, Gräfelfing bei München:
Herr Erhard Krebs, Augsburg, Dammstraße 8 II.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Federlin, Assistent am Photo-Physik. Laboratorium der Techn. Hochschule Danzig.
Herr Dr. Paul Gmelin, Mannheim, Remershofstr. 23.
Herr M. Neuburger, Wien IV, Karlsplatz 13.
Körperschaft Universitätsbibliothek, Leipzig. (Für das Jahr 1921.)

Seitens des Herrn Dr. A. Gehrts, Charlottenburg:
Herr Paul Henkel, Studienrat, Berlin-Friedenau, Stierstraße 20.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Dr. C. Hahn, Mannheim-Rheinau, Heuweg 7.

Seitens des Herrn Ing. Gerhard Mücke, Charlottenburg:
Herr cand. phil. Fritz Albrecht, Charlottenburg, Rückertstraße.
Herr cand. phil. Johannes Türk, Charlottenburg V, Fritschestraße 79.

Seitens des Herrn Richter, 1. Vorsitzender der Ortsgruppe Kiel:
Herr Ing. Möller, Signalgesellschaft m. b. H. Kiel.
Herr Dr. Nielsen, Signalgesellschaft m. b. H. Kiel.
Herr Ober-Ing. Renner, i. Fa. Neufeld & Kuhnke, Kiel.
Herr Dr. E. Schreiber, Neumühlen-Dietrichsdorf bei Kiel, Schönbergerstraße 108.
Herr Dr. Seidel, Torpedo- und Mineninspektion Kiel.

Seitens des Herrn Dr. Hans Rukop, Berlin-Halensee:
Körperschaft Phys. Institut der Techn. Hochschule, Dresden.
Herr Ing. Siegmund Strauss, Wien XVII, Pointengasse 5.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schimank, Hamburg:
Herr stud. math. Lammert, Hamburg, Finkenau 19.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Dipl.-Ing Philipp Schuchmann, Berlin-Friedenau, Hertelstraße 5 III.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder:

Herr Dr. M. Berek, Wetzlar, Schwalbacherstraße.
Herr Dr Ernst Bryk, Höchst a. M., Hochmuhl 4.
Herr Prof. Dr. Harry Dember, Dresden.
Herr Dr. Alfr. Engel, Darmstadt, Taunusstraße 42.
Herr Dr. R. Fürstenau, Berlin W. 35, Kurfürstenstraße 146.
Herr Dr. W. Hammer, Freiburg i. B., Im Grün 6.
Herr Direktor Ernst Hartmann, Duisburg, Pappenstraße 5.
Herr Dr. W. Hofmann, Leipzig, Phys. Institut der Universität.
Firma Kabelwerk Duisburg.
Herr Studienrat Dr. Kraemer, Meuß, Kaiser Friedrichstraße 120.
Frau Dr. Olga Kudlac, Wien II, Vereinsgasse 10.
Herr Dr. Werner Loest, Neukölln, Bergstraße 112.
Herr Prof. Dr. Erwin Lohr, Brünn, Deutsche Technische Hochschule.
Herr Ing. Karl Lohs, Ludwigshafen a. Rh., Roonstr. 2.
Herr Prof. Dr. E. Marx, Leipzig.
Herr Dr. Ferd. Müller, Mainkur-Fechenheim (Kreis Hanau), Waldstraße 25.
Herr Dr. W. Müller, Berlin, Memelerstraße 1 II.
Herr Ing. P. Paschen, Nürnberg, Humboldstraße 8.
Körperschaft Physik. Institut der Technischen Hochschule, Aachen.
Herr Prof. Dr. Regener, Stuttgart.
Herr Prof. Dr. M. Reich, Göttingen, Prinz Albrechtstraße 18.
Herr Dr. Karl Reichert, Wien VIII/2, Bennogasse 24.
Herr Dr. Franz Rother, Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Ing. Dr. phil. Hugo Scheuble, Leoben, Steiermark, Montanistische Hochschule.
Herr Dipl.-Ing. Schleusner, Breda (Holland), Catharinastraat 17.
Herr Dipl.-Ing. Gustav Schmaltz, Inh. der Firma Gebrüder Schmaltz, Offenbach a. M.
Firma Schmidt & Haensch, Berlin.
Herr cand. phil. Franz Simon, Berlin-Wilmersdorf, Landhausstraße 14.
Herr Dr. Strasser, Ludwigshafen a. Rh. (Bad. Anilin- und Sodafabrik).
Herr Dr. Erich Tiede, Berlin SW. 29, Belle-Alliancestraße 40 I.
Herr Prof. Dr. M. Trautz, Heidelberg, Untere Neckarstraße 32.
Herr Prof. Dr. Josef Tuma, Prag I, Deutsche techn. Hochschule.
Herr Prof. Dr. A. Wehnelt, Berlin-Friedenau.
Herr Dr.-Ing. M. Weiset, Charlottenburg, Windscheidstraße 3.
Herr Dr. M. Weth, Assistent im Phys. Institut der Universität Greifswald, z. Z. Beuel bei Bonn, Bahnhofstraße 16.
Herr Prof. Dr. Max Wien, Jena (Phys. Institut).
Herr Dr. Zahn, Berlin, Reichstagsufer 3 p.
Herr Prof. Dr. C. Zeisig, Darmstadt, Hochschulstraße 2 (Phys. Institut).

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1920 — Erster Jahrgang — Nr. 12

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die Grundlagen der messenden Farbenlehre.

Von Wilhelm Ostwald.

2. Teil. Die bunten Farben.

Die Vollfarben. Von den unbunten Farben unterscheiden sich die bunten sachlich und rechnerisch nur durch den Umstand, daß zu den beiden Elementen der ersten, Weiß und Schwarz, noch ein drittes Element, die Vollfarbe hinzukommt. Empfindungsmäßig erscheint dadurch an den Farben eine neue Eigenschaft, die wir feststehendem Gebrauch gemäß den Farbton nennen wollen; es ist jene Eigenschaft, die man mit den Namen gelb, rot, blau, grün bezeichnet. Rechnerisch geht die Gleichung der bunten Farben $w + s = 1$ durch das Auftreten des neuen Bestandteils Vollfarbe, der mit v bezeichnet werden soll, in die nur wenig verwickeltere Gleichung $v + w + s = 1$ über. Auch für die Buntfarben hat die Erfahrung ergeben, daß die hier auftretenden Beziehungen durch lineare Gleichungen richtig dargestellt werden.

Da für die unbunten Farben die quantitative Zusammensetzung aus Weiß und Schwarz keinem möglichen Zweifel unterworfen ist, und da die bunten sich in ihren Eigenschaften überall stetig den unbunten anschließen, so ist von allen denkbaren rechnerischen Beziehungen zwischen beiden die eben mitgeteilte die nächstliegende und wahrscheinlichste. Um so merkwürdiger muß die Tatsache erscheinen, daß dieser einfache Zusammenhang bisher verkannt worden war. Als Elemente der Buntfarben galten bisher auf die Autorität von Helmholtz hin Farbton, Reinheit und Helligkeit. Während die beiden ersten richtig bestimmt waren, denn man darf Helmholtz' Reinheit mit genügendem Recht in der Größe v wiederfinden, hat die Helligkeit kein Anrecht darauf, als Element der Farbe anerkannt zu werden, am wenigsten im Sinne der absoluten Lichtstärke, wie sie Helmholtz eingeführt hat. Denn wir haben uns durch die einleitenden grundlegenden Betrachtungen überzeugt, daß der erfahrungsgemäße Begriff der Farbe, wie er für unsere Umwelt gilt, gerade durch seine Unabhängigkeit von der absoluten Lichtstärke gekennzeichnet ist. Es ist daher von Wichtigkeit, nachzusehen, wie jener folgenreiche Mißgriff entstanden ist.

Unbezogene und bezogene Farben. Helmholtz hatte seine Anschauungen über die Farben in erster Linie an optischen Apparaten von der Art des Spektroskops gewonnen. In solchen erscheinen die Farben innerhalb eines lichtlosen Gesichtsfeldes ohne Beziehung zu ihrer Umgebung und der dort herrschenden Beleuchtung. Der auf der Tatsache des von der Lichtstärke unabhängigen Remissionsvermögens, der Rückwerfungszahl, beruhende Begriff der Eigenfarbe der Körper findet deshalb hier keine Anwendung. Infolgedessen fehlt, und das ist von grundlegender Wichtigkeit, das Element des Schwarz vollständig in den derart erscheinenden Farben. Wir sehen hier entweder Vollfarben, d. h. solche, an denen der Farbton rein in die Erscheinung tritt, oder durch Weiß verdünnte Farben, die von der Vollfarbe stetig bis zum reinen Weiß führen. Da die Vollfarben wie bekannt eine einfaltige (eindimensionale) Gruppe bilden, die durch eine in sich zurücklaufende Linie, den Farbtonkreis dargestellt werden kann, so entsteht durch die zweite Veränderliche, den Weißgehalt, eine zweifaltige Gruppe, die sich vollständig in der Ebene abbilden läßt. Demgemäß findet Helmholtz auch als Darstellung der gesamten Farbenwelt eine Kreisfläche, in derem Umfang die Vollfarben und in dessen Mittelpunkt das Weiß liegen, während längs jedem Radius alle Übergänge von der Vollfarbe bis zum Weiß angeordnet sind. Da ihm andererseits aus den älteren Arbeiten von Tobias Mayer, Johann Lambert, Philipp Otto Runge und Hermann Grassmann bekannt war, daß die Farbgesamtheit dreifaltig ist, so sah er sich nach der dritten Veränderlichen um und führte als solche ohne nähere Untersuchung die Helligkeit, d. h. die absolute Lichtstärke ein.



Nun zeigt aber die Erfahrung, daß die aus reinen Spektralfarben und Weiß zu ermischenden Farben durchaus nicht die Gesamtheit aller Farben unserer Umwelt darstellen. Es fehlen alle Farben, die wir weiter unten als trübe kennen lernen werden, wie braun, graublau, schwarzgrün, gelbgrau usw., die tatsächlich die überwältigende Mehrzahl der von uns erlebten Farben ausmachen. Diese sind alle durch einen Gehalt an Schwarz gekennzeichnet. Da Schwarz begrifflich durch die Rückwerfungszahl Null, praktisch $< 0{,}1$ gekennzeichnet ist, bei den optischen Farben aber eine solche überhaupt nicht zur Geltung kommt, so verstehen wir alsbald, weshalb hier kein Schwarz empfunden werden kann und deshalb alle schwarzhaltigen Farben fehlen müssen. Die Gleichung dieser Farben geht wegen $s = 0$ aus $v + w + s = 1$ in $v + w = 1$ über und aus der dreifaltigen Gruppe der bezogenen Farben, die wir in unserer Umwelt erleben, wird die zweifaltige der unbezogenen Farben, die sich demgemäß in einer Ebene abbilden lassen und dazu nicht den Raum erfordern, wie die bezogenen.

Um möglichen Mißverständnissen zu begegnen, sei alsbald bemerkt, daß die Gleichung $v + w + s = 1$ natürlich nur zwei unabhängige Veränderliche enthält, und $v + w = 1$ nur eine. Die dritte, bzw. zweite Mannigfaltigkeit der Farbe liegt darin, daß die Vollfarbe v nicht nur quantitativ von 1 bis 0 veränderlich ist, sondern auch qualitativ nach allen Farbtönen des Farbtonkreises. Diese Veränderlichkeit geht aber nicht in die Gleichung $v + w + s = 1$ ein, sondern folgt besonderen Gesetzen, welche später dargelegt werden sollen.

Das Farbenhalb. Bei der Betrachtung eines Spektrums, am besten des linear nach der Wellenlänge geordneten Beugungsspektrums findet man, daß das erste Gelb, die hellste aller Farben, nur einen sehr kleinen Raum, höchstens 0,05 einnimmt. Da man andererseits feststellen kann, daß das reine, nicht rötliche Gelb als Körperfarbe im Vergleich zum Normalweiß die Helligkeit 0,9 hat, so erkennt man, daß unmöglich die Körperfarbe Gelb aus homogenem gelbem Licht bestehen kann. Die Analyse mit dem Spektroskop bestätigt diesen schon von Schopenhauer gezogenen Schluß. Alle gelben Farben ohne Ausnahme zeigen in der Aufsicht wie Durchsicht folgendes: das ganze langwellige Ende des Spektrums mit Rot, Kress[1]), Gelb und Grün bis etwa zur Linie F ist ungetrübt vorhanden; von dort ab wird das Licht verschluckt.

Nun ist das Grün bei F die Gegenfarbe des äußersten Rot, denn beide lassen sich zu weißem Licht mischen. Zum Körpergelb gehören somit alle Farben des Spektrums, welche zwischen den zwei Gegenfarben Rot und Seegrün (Blaugrün) liegen. Wir nennen eine solche Gruppe ein Farbenhalb.

Die andere Hälfte des Spektrums muß definitionsgemäß die Gegenfarbe des Gelb, nämlich Ublau (Ultramarinblau) liefern. Der Versuch bestätigt dies. Ferner muß die Helligkeit des Ublau die des Gelb zu 1 ergänzen, da beide zusammen das ganze Spektrum ausmachen. Auch dies bestätigt der Versuch.

Wir müssen somit die bisherige Auffassung der an den Körpern erscheinenden Vollfarben als durch annähernd homogene Lichter bedingt vollständig aufgeben. Vollfarben bestehen vielmehr aus je einem Farbenhalb, d. h. aus allen Wellenlängen, welche zwischen zwei Gegenfarben liegen.

Dieser Satz ist durch das Vorstehende nur bezüglich Gelb und Ublau belegt. Er hat aber außerdem durchgreifende Bestätigung für alle anderen Farben gefunden. Ebenso sind ganz andere, davon unabhängige experimentelle Belege für seine Richtigkeit vorhanden, auf die weiter unten eingegangen wird. Hier mußte die Sache erwähnt werden, um den richtigen Begriff der Vollfarbe festzulegen.

Der Farbtonkreis. Zunächst erklärt der Begriff der Vollfarbe, wie es kommt, daß aus den physikalisch einsinnig zwischen den Grenzen von etwa 400 bis 700 Milliontel Millimeter verlaufenden Lichtwellenlängen, denen die Farbtöne von Rot bis Veil (Violett) ohne Purpur zugeordnet sind, der in sich geschlossene psychologische Farbenkreis mit Purpur hat entstehen können, der einen ganz anderen Ordnungstyp darstellt, als die Reihe der Lichtwellen und Spektralfarben. Dieses sehr bemerkenswerte Problem ist bisher als solches noch gar nicht ausdrücklich aufgestellt, geschweige beantwortet worden. Die Antwort ergibt sich aus der Betrachtung der Fig. 1.

Diese stellt im Inneren einen hundertteiligen Farbtonkreis dar, in welchem die Farben psychologisch gleichabständig angeordnet sind, wie dies weiter unten dargelegt werden wird. Oben steht Gelb (00), rechts Rot (25), unten Ublau (50), links Seegrün (75). Außen sind die entsprechenden Wellenlängen in Abständen von je 10 abgetragen. Deren Farben lassen zwischen Rot (25) und Veil (45) die bekannte Lücke, in welcher die Purpurfarben liegen. Will man zu einer Farbe das entsprechende Farbenhalb finden, so sucht man die beiden Farben auf, welche um einen rechten Winkel oder 25 Punkte von ihr entfernt sind; die dazwischen liegenden Wellenlängen bilden das Farbenhalb. So findet man u. a., daß zum Gelb 00 die Wellenlängen 488 (die Linie F hat 486) bis 670 gehören.

Verfolgt man nun alle möglichen Farbenhalbe, so sieht man, daß vollständige Halbe nur zu den Farben 70 bis 00 gehören. Von 00 bis 20

[1]) Orange.

liegt ein Ende des Halbs innerhalb der Lücke. Bei 20 tritt das zweite Ende des Halbs in das Spektrum bei 420 ein; von dort ab besteht es aus zwei Teilen, einem roten und einem veilen, zwischen denen die Lücke liegt. Dies sind die Purpurfarben, deren besondere Wirkung wohl mit dieser gewissermaßen widersprechenden Zusammensetzung aus zwei Lichtarten zusammenhängt, deren Wellenlängen so verschieden wie möglich sind. Bei 50 (Ublau) hört der rote Anteil auf. Die Lichtmasse ist wieder zusammenhängend, aber das Halb steht noch mit einem Fuß in der Lücke. Bei 70 endlich liegen beide Enden des Halbs im sichtbaren Spektrum und bleiben darin bis 00.

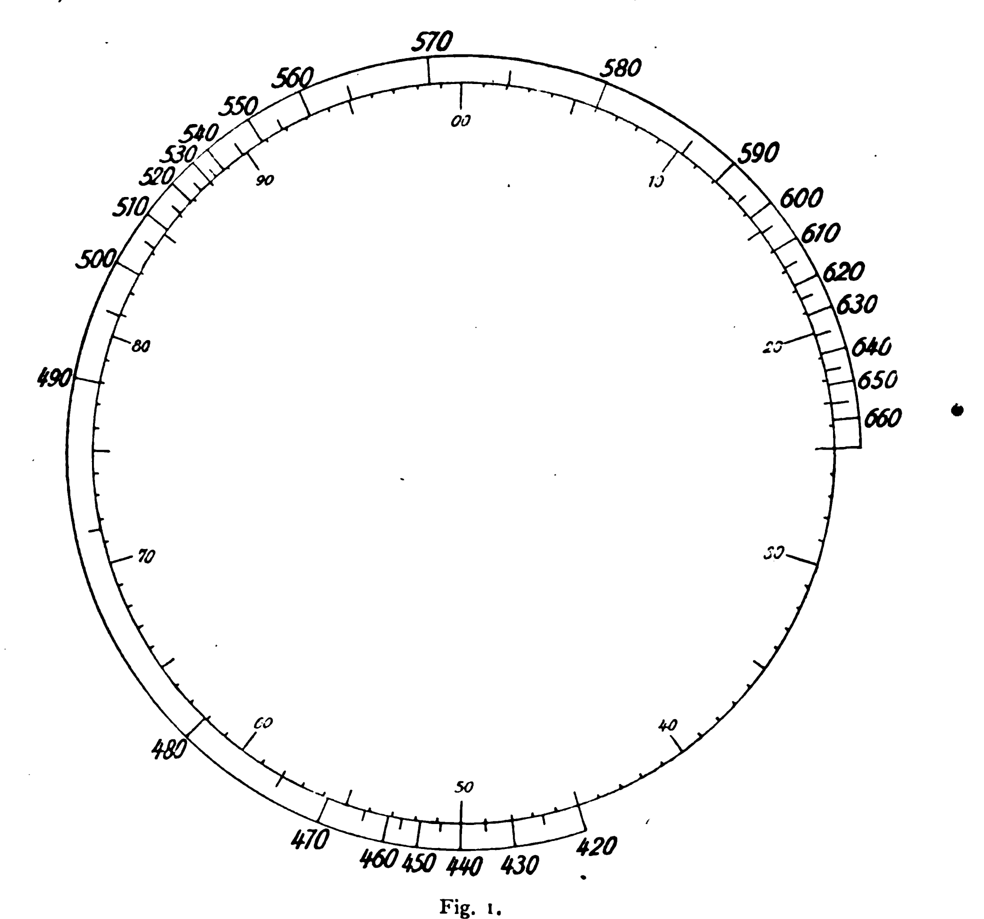


Fig. 1.

Fragt man sich, wie der Mensch dazu gekommen ist, gerade diese Auffassung der Körperfarben zu entwickeln, so ist die Antwort darin zu finden, daß sich derartige Verhältnisse in dem von den Körpern zurückgeworfenen Lichts überall vorfinden. Die von der chemischen Natur der Stoffe bedingten Schluckungen sind fast überall derart, daß breite zusammenhängende Gebiete der Lichtwellen gleichzeitig ausgelöscht werden, wobei solche breite Schluckbanden bei regelmäßiger Veränderung der chemischen Beschaffenheit (z. B. durch Substitutionen in der Farbstoffmolekel) aus dem Ultraveil durch das sichtbare Gebiet bis zum Rot geführt werden können. Dieser Vorgang bedingt aber, wie eine nähere Betrachtung zeigt, ganz ähnliche Verhältnisse der übrigbleibenden Lichtwellen, wie sie eben an den Farbenhalben entwickelt worden sind. Insbesondere kommen die Purpurfarben sehr leicht dadurch zustande, daß die Schluckbande mitten im Spektrum, im Grün auftritt, und die beiden Enden des Spektrums übrig läßt. Es ist daher ganz natürlich, daß sich unsere Empfindungen diesen alltäglichen Reizen angepaßt haben und nicht etwa den homogenen Lichtern, die wir unter gewöhnlichen Verhältnissen überhaupt nicht zu Gesicht bekommen.

Hiermit hängt auch zusammen, daß zahlreiche Personen bei der ophthalmologischen Untersuchung mit spektralen Lichtern scheinbare Anomalien zeigen, während ihre Auffassung der Körperfarben nichts Abnormes erkennen läßt. Zur Beurteilung der Farbtüchtigkeit sind daher die spektroskopischen Methoden nicht geeignet und durch solche zu ersetzen, die auf Anwendung des Farbenhalbs beruhen.

Im übrigen ist die Definition der Vollfarben durch ihre Farbenhalbe als ein Postulat oder Ideal

aufzufassen, ebenso wie die des absoluten Weiß und Schwarz.

Die Einteilung des Farbtonkreises. Für die Ordnung der Farbtöne im Kreise haben wir zunächst den Begriff der Gegenfarben, als die bei der optischen Mischung Weiß ergeben. Da für uns die Vollfarben aus allen Wellenlängen ihres Farbenhalbs bestehen, folgt unmittelbar, daß zwei Gegenfarben, die ja zusammen alle Wellen des Spektrums umfassen, sich zu Weiß mischen müssen. Es kann nur umgekehrt gefragt werden, weshalb die gegenfarbigen homogenen Lichter gleichfalls Weiß ergeben, wie der Versuch zeigt.

Die Antwort ist in der Überlegung enthalten, daß bei gleichwertiger Einschränkung des Farbenhalbs von beiden Seiten her die entstehende Mischfarbe ihren optischen Schwerpunkt, d. h. ihren Farbton beibehalten muß. Erstreckt sich die Einschränkung zuletzt beiderseits fast über einen Viertelskreis, so bleibt nur annähernd homogenes Licht gleichen Farbtons übrig. Was sich dabei ändert, ist nur die Gesamthelligkeit. Macht man den Versuch mit unbezogenen Farben, etwa im umgekehrten Spektroskop (s. w. u.), so kann durch die Verminderung des Lichts kein Schwarz entstehen; die Farbe bleibt gesättigt und wird nur lichtschwächer. Macht man ihn mit schluckenden Farbstoffen in der Durchsicht, so entstehen sehr dunkle, fast schwarz aussehende Lichtfilter. So kann man beispielsweise durch Mandarin G und Naftolgrün (2 zu 5 Tl.) die Lichter beiderseits des Gelb fortnehmen; je „reiner" man dergestalt das Gelb macht, um so schwärzer sieht es als Körperfarbe aus.

Durch die Gegenfarbenbeziehung kann man nun zwar den Farbkreis in je zwei gleiche Hälften teilen; in welchen Abständen aber innerhalb eines solchen Halbkreises die einzelnen Farben zu ordnen sind, ergibt sich hieraus nicht. Hierzu ist ein neues Prinzip erforderlich, das ich aufgestellt und das Prinzip der inneren Symmetrie genannt habe. Es lautet: Mischt man optisch zwei gleiche Mengen der Farben a und c, so gehört die entstehende Mischfarbe b in die Mitte zwischen beiden oder es ist $a - b = b - c$.

Wird dies Prinzip angenommen, so kann man offenbar eine vierte Farbe d aufsuchen, welche mit b zu gleichen Teilen gemischt c ergibt. Dann ist $b - c = c - d$ und also auch $a - b = c - d$. Ebenso kann man weitere gleichabständige Farben e, f, g . . . finden, bis man wieder nach a zurück- (oder darüber hinaus) gelangt ist. Es ist also durch das Prinzip der inneren Symmetrie möglich, gleiche Abstände im Farbkreis abzumessen, ebenso wie man mit dem Zirkel gleiche Abstände im Kreise abtragen kann. Wie man im einzelnen zu verfahren hat, um genau die durch das Zehnerprinzip geforderten 100 gleichabständigen Punkte im Farbkreise einzustellen, ist eine technische Frage, die hier nicht erörtert zu werden braucht.[1]) Jedenfalls ist das Prinzip zureichend, um eine eindeutige Teilung des Farbtonkreises zu ermöglichen.

Das Ergebnis ist in großen Zügen die Bestätigung der von E. Hering angegebenen Ordnung. Der Farbtonkreis enthält vier Urfarben: Gelb, Rot, Ublau, Seegrün, die um je einen Viertelskreis voneinander abstehen. Hierzu kommen vier Zwischenfarben Kress, Veil, Eisblau, Laubgrün, so daß man folgende acht Hauptfarben hat; die Gegenfarben stehen nebeneinander

Gelb	Ublau
Kress	Eisblau
Rot	Seegrün
Veil	Laubgrün.

Von dem üblichen 6-farbigen Kreise unterscheidet sich dieser richtige oder rationelle dadurch, daß sowohl Blau wie Grün in je zwei Farben gespalten ist. Für Blau ist dies längst üblich; Newton unterschied schon seiner Farbtonleiter zuliebe indicus und coeruleus; Helmholtz nannte die Farben Indigoblau und Cyanblau. Aber auch beim Grün wird man alsbald die Trennung in kaltes Seegrün und warmes Laubgrün billigen. Die Notwendigkeit dieser Ordnung folgt daraus, daß als Gegenfarbe von Gelb sich durchaus Ublau (und nicht Veil) herausstellt; für die zweite Hälfte des Kreises sind also nur Blau und Grün vorhanden, während Gelb, Kress, Rot, Veil die erste Hälfte bilden. Den (willkürlich zu bestimmenden) Anfangspunkt legt man zweckmäßig an den hellsten Punkt des Farbkreises, das erste Gelb, das man demgemäß mit 00 bezeichnet. Daurauf läßt man (gleichfalls willkürlich) Kress, Rot usw. folgen, da diese warmen Farben sich der Aufmerksamkeit stärker aufdrängen, als Grün und Blau auf der anderen Seite. Dadurch erhält das erste Kress die Nummer 12,5, abgerundet 13, Rot 25, Veil 38, Ublau 50, Eisblau 63, Seegrün 75, Laubgrün 88.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß die Teilung des Farbkreises in die methodisch durch das Zehnerprinzip gebotenen 100 Farben für die Praxis zu enge Stufen ergibt, die der Unterschiedschwelle zu nahe liegen. Am zweckmäßigsten hat sich erwiesen, von der natürlichen Einteilung in 8 Hauptfarben auszugehen, und in jeder 3 Stufen zu bilden, die man als erstes, zweites, drittes Gelb, Kress, Rot usw. bezeichnet. Auf solche Weise ist es nicht schwierig, den ganzen Farbentonkreis auswendig zu lernen, so daß man jede vorgelegte Farbe nach ihrem Farbton einweisen kann. Es ergibt sich folgende Übersicht der 100-teiligen Farbnummern:

[1]) Siehe W. Ostwald, Mathetische Farbenlehre, S. 66. Leipzig 1918.



	erstes	zweites	drittes
Gelb . . .	00	04	08
Kress . . .	13	17	21
Rot . . .	25	29	33
Veil . . .	38	42	46
Ublau . . .	50	54	58
Eisblau . .	63	67	71
Seegrün . .	75	79	83
Laubgrün . .	88	92	96

Messung des Farbtons. Für die Messung, bei der die besterreichbare Genauigkeit angestrebt werden muß, bleibt die 100-Teilung des Farbtonkreises in Gebrauch, die der Fehlergrenze in den meisten Fällen entspricht. Die Farbtonmessung beruht auf der Definition, daß alle Abkömmlinge eines bestimmten Farbtons mit einer bestimmten Farbe (der Gegenfarbe) sich zu neutralem Grau mischen lassen. Je nach dem Gehalt an Vollfarbe sind dazu verschiedene Mengen der Gegenfarbe erforderlich; je nach dem Gehalt an Weiß und Schwarz ist das entstehende Neutralgrau heller oder dunkler. Es ist also zur Messung des Farbtons folgendes erforderlich:

1. eine 100-teilige Farbtonleiter;
2. eine Vorrichtung zur optischen Mischung zweier Farben nach beliebigem Verhältnis;
3. ein beliebig abstufbares Neutralgrau zum Vergleich.

Die Farbtonleiter wird gemäß den oben dargelegten Grundsätzen und den weiter unten darzulegenden Einzelheiten ein für allemal in Gestalt von Aufstrichen als Urteilung hergestellt, von der beliebig viele Kopien genommen werden können. Ich habe es am zweckmäßigsten gefunden, die einzelnen Farben als Blättchen von 24×30 mm auf 5 Pappstreifen von 55 cm Länge zu kleben, wobei die einzelnen Streifen folgende Farben erhalten: 49 bis 70, 69 bis 90, 89 bis 10, 09 bis 30, 29 bis 50. Wie man sieht, greifen die Farben an den Enden etwas übereinander, damit man die zum guten Vergleich erforderlichen Nachbarn auch an den Fügestellen zur Hand hat. Da die Farben dazu dienen, ihre Gegenfarben festzustellen, sind sie gleich nach diesen beziffert, also 49 bis 70 mit 99 bis 20, 69 bis 90 mit 19 bis 40 usw.

Zur optischen Mischung dient ein Wollastonprisma mit rund 6° Spaltung, das aus bequemer Sehweite die Bilder um die Breite der Farben auf der Leiter teilt. Die zu untersuchende Farbe, am bequemsten als Karte von 24 oder mehr mm Breite, wird auf ein durchbrochenes Tischchen gelegt, unter dem sich die Farbtonleiter so verschieben läßt, daß jede gewünschte Farbe neben der vorgelegten erscheinen kann, Fig. 2. Das Wollastonprisma entwirft von beiden Farben je zwei Bilder, von denen die beiden inneren übereinander fallen und ihre Farben mischen. Damit dies nach allen Verhältnissen möglich wird, ist über dem Wollaston- noch ein drehbares Nicolprisma angebracht. Durch dessen Einstellung kann man die beiden Farben im umgekehrten Verhältnis der vollfarbigen Anteile mischen und nachsehen, ob dabei Grau entsteht.

Ist z. B. die vorgelegte Farbe ein Gelb, so nimmt man den ersten Streifen, der Blau von 49 bis 70, also voraussichtlich die Gegenfarbe enthält, bringt ihn unter das durchbrochene Tischchen und sucht durch Drehen des Nicols neutrales Grau zu erhalten. Meist wird die Mischfarbe rötlich oder grünlich ausfallen. Im ersten Falle verschiebt man den Streifen nach links, im zweiten nach rechts und findet so bald die Farbe, deren Mischung weder rot noch grün erscheint.

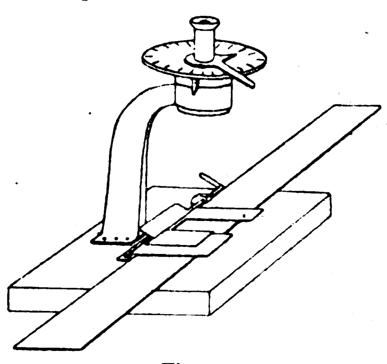


Fig. 2.

Da aber durch Nachbilder hierbei sehr erhebliche Unsicherheiten entstehen, muß man zum Vergleich im Gesichtsfelde auch das neutrale Grau sichtbar machen. Dazu dient ein besonderer Träger, auf den man graue Karte von passender Helligkeit legt. Um diese noch feiner abzustufen, ist der Träger um eine wagerechte Achse drehbar gemacht, so daß die Stellung der Karte zum Licht und damit ihre Helligkeit stetig verändert werden kann. So erzeugt man ein Grau von derselben Helligkeit, wie die Mischfarbe und kann nun mit aller Schärfe die Farbe der Leiter aufsuchen, welche das neutrale Grau ergibt.

Fig. 2 zeigt das zur Farbtonmessung dienende Chrometer[1]), dessen Gestell auch zu den anderen Messungen dient. Man erkennt die Farbtonleiter, die unter dem Tischchen verschoben werden kann und den Träger der grauen Vergleichskarte, der mit dem Knopf drehbar ist. Beigegeben werden etwa 20 graue Karten verschiedener Helligkeit, aus denen man die geeignete wählt und auf den Träger legt.

Die Messung ist grundsätzlich sowohl vom Auge wie vom Licht abhängig, doch ist erfahrungsgemäß der erste Einfluß bisher überhaupt nicht merkbar geworden. Dasselbe gilt für den zweiten, wenn

[1]) Zu beziehen durch den Verlag Unesma, Leipzig, Kantstraße 17.

man gutes Tageslicht benutzt, d. h. im Winter binnen 2 Stunden vor und nach Mittag, im Sommer binnen 4 arbeitet.

Beziehung zu den Wellenlängen. Um die einzelnen Farben des 100-teiligen Kreises genauer festzulegen, habe ich ihn an das Spektrum angeschlossen. Hierzu gibt es grundsätzlich zwei Wege. Entweder kann man die homogenen Lichter mit den Farben des Kreises dem Farbton nach vergleichen und so für jede die Wellenlänge bestimmen; das ist der bisher allein gangbar gewesene Weg, der aber die Purpurfarben nicht erreichen läßt. Oder man kann für jede Farbe des Kreises das zugehörige Farbenhalb nach Wellenlängen bestimmen und erhält so die Ideale der Körperfarben; das ist der neue uud bessere Weg, der auch die Purpurfarben liefert. Ich bin beide Wege gagangen.

Um zunächst die homogenen Lichter mit den Farben des Kreises zu vergleichen, habe ich in bekannter Weise in einem geeichten Spektrometer das Okular durch einen Spalt ersetzt, der beim Durchsehen das ganze Gesichtsfeld gleichförmig von der eingestellten Farbe erfüllt zeigt. Hierbei ergaben sich folgende Beziehungen zwischen Farbtonnummern und Wellenlängen:

00	572	20	634	60	478	80	522
01	574	21	641	61	479	81	526
02	575	22	648	62	480	82	530
03	576	23	655	63	481	83	534
04	578	24	662	64	481	84	538
05	579	45	420	65	482	85	541
06	580	46	423	66	483	86	545
07	581	47	427	67	483	87	548
08	582	48	431	68	484	88	551
09	583	49	435	69	484	89	554
10	585	50	440	70	484	90	557
11	587	51	446	71	485	91	559
12	589	52	453	72	485	92	561
13	593	53	459	73	486	93	563
14	598	54	464	74	486	94	564
15	604	55	468	75	487	95	565
16	610	56	471	76	500	96	566
17	616	57	473	77	507	97	568
18	622	58	475	78	513	98	569
19	628	59	477	79	518	99	571

Bei der Durchsicht dieser Zahlen fällt der sonderbare Wechsel zwischen engen und weiten Folgen der Wellenlängen auf. Im Gelb zwischen 00 und 09 sind die Abstände rund eine Wellenlänge, und werden dann im Kress und Rot schnell größer, bis 5 und 6 Wellenlängen. Im Veil und Ublau sind die Abstände gleichfalls groß, um im Eisblau besonders eng, bis $^1/_3$ Wellenlänge zu werden. Im Seegrün erweitern sie sich wieder, im Laubgrün werden sie eng. In Fig. 1 ist dieser Wechsel deutlich sichtbar.

Die Abstufung nach Wellenlängen ist also weit entfernt davon, der Abstufung der empfundenen Farben einfach zu entsprechen; es wechseln vielmehr enge und weite Gebiete miteinander ab. Deshalb zeigt auch ein kurzes Beugungsspekrum auf den ersten Blick nur drei Farben: Hochrot, Grün und Ublau; die anderen Farben sind so eng zusammengedrängt, daß man sie besonders aufsuchen muß. Ob und wie diese Tatsache mit der Young-Helmholtzschen Dreifarbentheorie in Zusammenhang steht, soll hier nicht erörtert werden.

Wohl aber darf darauf verwiesen werden, daß die Untersuchung von König und Dieterici[1]) über die Unterschiedsempfindlichkeit im Spektrum zu genau denselben Verschiedenheiten geführt hat. Dort, wo die Lichtwellen eng aneinander rücken, sind die Einstellungsfehler als Funktion der Wellenlänge groß und umgekehrt. Fig. 3 zeigt unter I und II die unter verschiedenen Bedingungen beobachteten mittleren Fehler über den Wellenlängen und unter III die Unterschiede der Wellenlängen, die je einer Stufe des 100-teiligen Kreises entsprechen. Über die grundsätzliche Überinstimmung dieser so verschiedenartig beochteten Kurven kann kein Zweifel sein: Einzelheiten finden sich in meiner Physikalischen Farbenlehre S. 113 erörtert.

Der sachliche Inhalt dieser Übereinstimmung läßt sich wie folgt aussprechen: Ordnet man die Farben des Spektrums so, daß deren Unterschiedschwelle überall gleich groß ist, so erhält man die Finteilung des rationellen Farbtonkreises.

Grundsätzlich mußte dies Ergebnis erwartet werden, da ja der Farbtonkreis nach den psychologischen Eigenschaften der Farben eingeteilt worden ist und nicht etwa nach Wellenlängen. Daß aber die beiden ganz unabhängigen Untersuchungen, die zeitlich um ein Menschenalter entfernt sind, tatsächlich diese eingehende Übereinstimmung aufweisen, darf als ein starkes Argument für die Richtigkeit des Prinzips der inneren Symmetrie und der anderen Voraussetzungen gelten, die als Grundlage jener Einteilung gedient haben.

Der andere Weg. Die Aufgabe, sämtliche Farben des Farbtonkreises im besseren Anschluß an die Beschaffenheit der natürlichen Farben unserer Umwelt durch Farbenhalbe zu definieren, findet sich grundsätzlich bereits in der oben mitgeteilten Tabelle gelöst. Denn man braucht gemäß der Defination der Farbenhalbe nur die Wellenlängen zusammenzustellen, welche um je 25 Punkte vor und hinter der zu definierenden Farbe liegen, um die Grenzen der Wellenlängen zu haben, zwischen denen die Lichter der Farbenhalbe liegen.

Beachtet man den eigentümlich schwankenden Gang, den die Wellenlängen des Farbtonkreises gehen, so erkennt man, daß hier eine ungemein kritische Forderung vorliegt, deren Erfüllung die

[1]) Wiedemanns Annalen **22** (1884), 579.

Lehre vom Farbenhalb mit einemmal über jeden möglichen Zweifel hinausheben müßte. Es entsteht also die Frage, wie man experimentell die einzelnen Wellenlängenmischungen herstellen kann, welche die Farbenhalbe ergeben.

dieser Lichter. Sie erscheint gesättigt gelb, denn es liegt das Farbenhalb des Gelb vor.

Technisch wurde der Gedanke in der durch Fig. 4 dargestellten Weise ausgeführt. Das Licht fällt durch eine rechtwinklige Öffnung (3 × 10 cm)

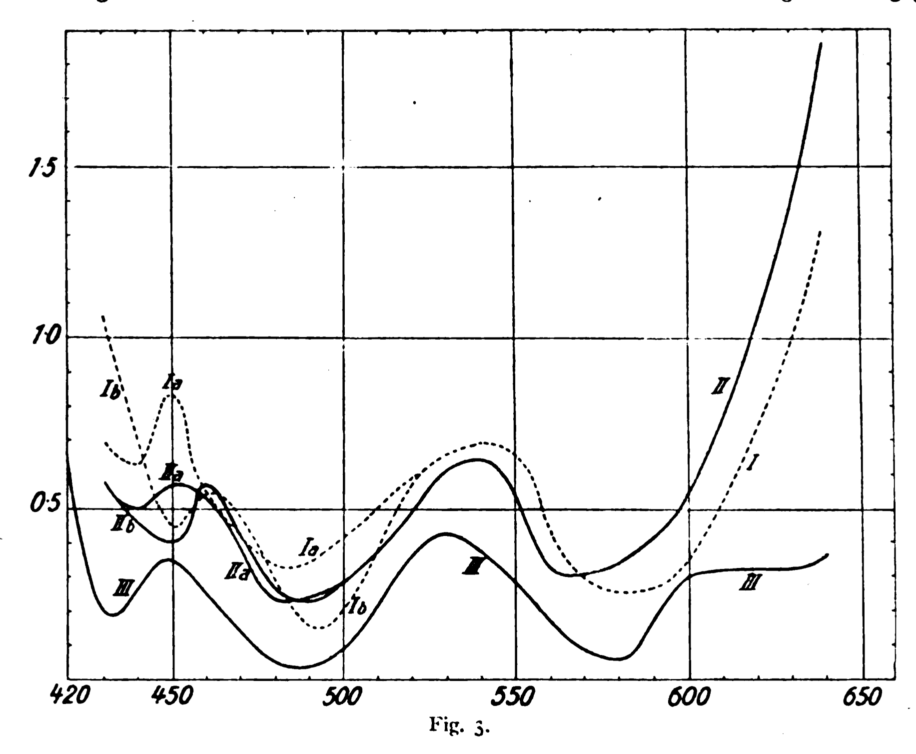


Fig. 3.

Die Antwort findet sich durch eine von Maxwell für andere Zwecke (Mischung homogener Lichter) angegebene Vorrichtung, die sich kurz als ein umgekehrtes Spektroskop beschreiben läßt. Bekanntlich läßt sich der geregelte Strahlengang der optischen Apparate allgemein umkehren. Schickt man daher von der Stelle, an welcher im Spektroskop z. B. der blaugrüne Teil des Spektrums hinfallen würde, weißes Licht umgekehrt in den Apparat hinein und bringt das Auge an den

von rechts in den langen Arm des einlinsigen Spektroskops auf ein stark fächerndes Prisma und von dort auf die achromatische Linse, welche die

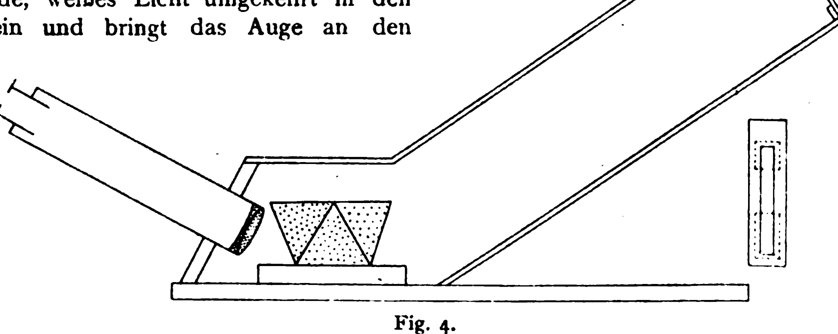


Fig. 4.

Spalt, so erscheint das Gesichtsfeld mit blaugrünem Licht erfüllt. Läßt man von allen Stellen, wo das Rot, Kress, Gelb und Laubgrün des Spektrums hinfallen würde, weißes Licht rückwärts durchgehen, so sieht man am Spalt die Mischung aller

Öffnung im Okularspalt links oben abbildet. Die Öffnung ist mit einem Falz versehen, in den lichtdicht Blenden aus dünner Pappe passen, deren Ausschnitt (1,5 × 10 cm) reichlich das Spektrum aufnimmt, welches entsteht, wenn man Licht von



links in den Spalt durch Linse und Prisma schickt. Durch Beobachtung des Sonnenspektrums mit seinen Linien bestimmt man genau deren Lage an einer eingeschobenen Skala und fertigt darnach eine Wellenlängenteilung an. Diese wird verwendet, um durch Aufkleben von schwarzem Papier auf eine Blende diejenigen Wellengebiete abzudecken, welche ausgeschlossen, und diejenigen durchzulassen, welche vermischt werden sollen. Schiebt man eine solche Blende in den Falz und läßt weißes zerstreutes Licht einfallen, so sieht das Auge am Okularspalt die Mischung der durchgelassenen Lichter als Ausfüllung des Gesichtsfeldes. Man kann derart den entstandenen Farbton leicht mit dem eines (möglichst reinfarbigen) Aufstriches vergleichen und ist insbesondere in der Lage, alle vorgeschriebenen Farbenhalbe herzustellen und zu untersuchen.

Die eingehend durchgeführte Untersuchung (Einzelheiten in W. Ostwald, Physikalische Farbenlehre, S. 126. Leipzig 1919) ergab eine durchgehende Bestätigung der Lehre vom Farbenhalb. Diese hat somit eine äußerst kritische Probe bestanden und darf als wissenschaftlich vollkommen gesichert angesehen werden. Eine weitere, völlig unabhängige Bestätigung findet sich unten bei der Betrachtung der spezifischen Helligkeiten der Vollfarben.

Die Messung des Weiß- und Schwarzgehaltes. Bei den bisherigen Erörterungen ist die Forderung aufgestellt und stillschweigend als befriedigt angenommen worden, daß die zu mischenden Farben in solchen Mengen gemischt werden, daß gleiche Anteile Vollfarben die Mittelfarbe bestimmen. Die Frage, ob und wie solche gleiche Anteile gemessen und hergestellt werden können, ist nun zu behandeln.

Auch hier war es nötig, neue Wege zu finden. Da bisher die Bestandteile der Farben grundsätzlich ebensowenig bekannt waren, wie die einfache Gleichung $v + w + s = 1$, welche sie verbindet, so lag natürlich auch keine Vorarbeit vor, welche Anleitung zur Messung der Einzelwerte dieser Gleichung gegeben hätte.

Das Verfahren, das 1915 gefunden wurde, beruht auf folgender Überlegung. Beleuchtet man eine rote Fläche mit gegenfarbigem seegrünem Licht, so wird sie vollkommen schwarz aussehen, wenn sie vollkommen rot ist, denn sie verschluckt das auffallende grüne Licht vollständig und wirft daher keines zurück. Dasselbe gilt, falls die Fläche daneben noch reines Schwarz enthält. Enthält sie dagegen Weiß, das alles Licht vollkommen zurückwirft, so wird sie so viel grünes Licht zurückwerfen, als sie Weiß enthält. Beobachtet man daneben graue Flächen von verschiedener Weiße, so wird man ein Grau finden können, welches ebenso hell aussieht, wie die rote Fläche. Dann enthalten beide gleichviel Weiß. Da am Grau sich der Weißgehalt messen läßt, so ist damit auch der Weißgehalt w der roten Fläche bekannt.

Beleuchtet man die gleiche Fläche mit rotem Licht, so wird der rote und der weiße Anteil ihrer Farbe das Licht vollständig zurückwerfen; der schwarze wird es dagegen verschlucken. Eine graue Fläche wird im gleichen Licht ebenso hell aussehen, wenn sie gleichviel Schwarz enthält, denn ihr Weiß wirft das rote Licht gleichfalls vollständig zurück. So kann auch der Schwarzgehalt s der roten Fläche bestimmt werden.

Nennt man h_2 die Weiße des gleich aussehenden Grau im gegenfarbigen, h_1 im gleichfarbigen Licht, so ist $w = h_2$ und $s = 1 - h_1$. Daraus folgt $v + h_2 - h_1 + 1 = 1$ oder $v = h_1 - h_2$: der Anteil Vollfarbe ist gleich dem Unterschied der Weißen im gleichen und im gegenfarbigen Licht.

An Stelle des farbigen Lichts kann man entsprechende Lichtfilter benutzen: gleichfarbige „Paßfilter" und gegenfarbige „Sperrfilter". Dadurch wird die Beobachtung sehr vereinfacht.

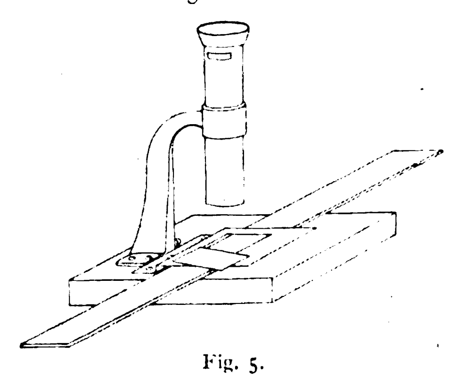


Fig. 5.

Der zugehörige Apparat ist in Fig. 5 dargestellt. Er besteht aus einem einfachen Sehrohr (nötigenfalls mit einem Brillenglas), das oben einen Doppelspalt zum Einschieben der Lichtfilter, unten eine Blende zur Begrenzung des Gesichtsfeldes trägt. Die zu messende Farbe wird in Gestalt einer Karte mit sauber abgeschnittenem Rand rechts neben die Öffnung des Tisches gelegt, unter diesen kommt eine Grauleiter, welche genau eingestellte graue Farben von 5 zu 5 v. H. Weiß (am schwarzen Ende von 2 zu 2 v. H.) abgestuft trägt. Man legt die Karte etwas schräg, von rechts oben nach links unten, damit kein Schatten auf die Grauleiter fällt, schiebt das zugehörige Lichtfilter ein und sucht unter Verschieben der Grauleiter das Feld auf, welches ebenso hell oder dunkel aussieht, wie die vorgelegte Farbe. Nach einiger Übung wird man zwischen den Stufen der Grauleiter auf 1 v. H. schätzen lernen. Dazu muß man Sorge tragen, daß beide Farben ohne Zwischenraum oder Grenzlinie nebeneinander erscheinen.

Prüfungen. Nichts scheint einfacher als eine Temperaturmessung mit dem Thermometer. Und doch erweist sich diese Arbeit als höchst verwickelt, sobald es sich um etwas größere Genauigkeit handelt.

In noch viel höherem Maße muß dies der Fall bei der Farbenmessung sein. Hier fehlen uns die hundertjährigen Erfahrungen, die wir am Thermometer haben; wir bewegen uns vielmehr auf neuem Boden und müssen vorbereitet sein, stets neue, bisher noch nicht bedachte Verhältnisse anzutreffen. Zudem macht eine Farbmessung, wie beschrieben, sehr viel mehr Voraussetzungen, als eine Temperaturmessung. Wir müssen uns also darauf gefaßt machen, daß uns bei praktischer Arbeit Schwierigkeiten und Abweichungen entgegentreten werden, die sich nur durch andauernde und eindringende Arbeit werden beherrschen lassen. Ich habe deshalb unmittelbar nach der Erfindung des Verfahrens eine allgemeine Prüfung seiner Ergebnisse vorgenommen, die auf folgender Überlegung beruht.

Es werden erstens für alle Farben eines 100-teiligen Kreises die Werte der v in der oben angegebenen Weise gemessen.

Zweitens wird das Verhältnis bestimmt, in welchem jedes Gegenfarbenpaar sich zu Grau neutralisiert. Sind v und v' die Gehalte an Vollfarbe und ist n das Neutralisationsverhältnis, so muß allgemein $n = \frac{v'}{v}$ sein. Da nun jede dieser Größen unabhängig gemessen werden kann, so ist die zahlenmäßige Erfüllung dieser Beziehung durch die gemessenen Zahlen ein starker Beweis für ihre grundsätzliche Richtigkeit. Denn wenn v oder v' fehlerhaft bestimmt wären, so müßte der Fehler die Werte in gleichem Verhältnis ändern, wenn es aus dem Ergebnis herausfallen soll, d. h. die Reinheiten sind mindestens relativ richtig bestimmt. Überlegt man weiter, daß jedes v nach der Formel $v = h_1 - h_2$ als Unterschied zweier unabhängig gemessener Zahlen auftritt, so wird die Wahrscheinlichkeit noch geringer, daß ein Fehler zwar vorhanden ist, im Ergebnis aber nicht zum Ausdruck kommt.

Die Untersuchung[1]) ergab eine durchgehende Bestätigung der Beziehung $n = \frac{v'}{v}$ innerhalb der Fehlergrenze. Es können darnach grobe und grundsätzliche Fehler bei dem beschriebenen Meßverfahren nicht vorhanden sein. Die hier und anderweit beobachteten Werte von v lagen zwischen 0,9 und 0,01, so daß auch die Anwesenheit eines Fehlers in Gestalt eines konstanten Faktors als praktisch ausgeschlossen gelten kann.

Es ergibt sich daraus, daß die noch vorhandenen Fehler solche kleiner Ordnung (einige Prozente) sein müssen.

Die Lichtfilter. Die Brauchbarkeit der Messungen hängt offenbar in erster Linie von den benutzten Lichtfiltern ab. Diese können nicht auf optisch homogenes Licht eingestellt sein, da sie alsdann zu dunkel ausfallen würden; sie müssen andererseits psychologisch einheitlich sein, da sonst eine Messung nicht ausführbar wäre. Das heißt: wenn man durch sie einen bunten Aufstrich neben einem grauen betrachtet, so dürfen beide nicht verschiedene Farben zeigen. Man prüft sie also, indem man sie zu Messungen anwendet und dabei darauf achtet, ob sie diese Bedingung erfüllen.

Ich habe anfangs mit einer größeren Anzahl Filter gearbeitet, bei denen die Anwendungsgebiete sich vielfach überdeckten, und habe mich überzeugt, daß sie in solchen gemeinsamen Gebieten auch übereinstimmende Messungen ergaben. So habe ich ihre Anzahl vermindern können und bin zuletzt bei folgenden stehen geblieben.

Filter		läßt durch	Paßfilter	Sperrfilter
Nr. 1	Gelb	560—580	95—10	37—60
„ 2	Rot	605—690	00—25	52—88
„ 2a	Dunkelrot	635—690	25—50	—
„ 3	Blau	420—485	50—68	—
„ 3a	Dunkelblau	420—465	—	88—20
„ 4	Seegrün	490—540	63—90	18—35
„ 5	Laubgrün	520—565	75—00	25—56

Auch diese Filter greifen noch mehrfach übereinander und gestatten kontrollierende Doppelmessungen. Wo diese verschieden ausfallen, verdienen bei Paßfiltern die größeren, bei Sperrfiltern die kleineren Werte den Vorzug.

Besondere Behandlung beansprucht die Schwarzmessung der Farben zwischen 25 und 50, deren Farbenhalb aus zwei getrennten Teilen, einem roten und einem veilen besteht. Hier muß man zwei Filter einzeln anwenden; das dunkelrote 2a für den roten, das blaue 3 für den veilen Teil. Beide geben im allgemeinen verschiedene Zahlen; man interpoliert aus beiden gemäß dem Farbton geradlinig einen Zwischenwert. Dies ist natürlich nur eine vorläufige Abfindung, doch erweist sich der etwa mögliche Fehler als nicht bedeutend.

Eine andere Schwierigkeit bilden die gelben Farben. Sie müssen mit einem sehr dunklen Blau gemessen werden, das man durch gleichzeitige Anwendung von 3 und 3a erhält, da sonst fremde Lichter nicht genügend abgehalten werden.

Am bedenklichsten fallen die Weißmessungen beim Farbton 88 aus, wo das blaue und rote Filter aneinander grenzen. Hier erscheint eine Vervollkommnung des Verfahrens wünschenswert.

Ich muß alle diese Arbeit künftigen Mitforschern überlassen, da meine Augen sie nicht

[1]) Beiträge zur Farbenlehre. Abh. der Sächs. Ges. der Wiss. **24** (1917), 567.

mehr leisten können. Voraussichtlich wird die eben in Dresden entstandene Deutsche Werkstelle für Farbkunde sie übernehmen.

Ergebnisse. Bei der erstmaligen Durchmessung eines möglichst rein hergestellten Farbenkreises haben sich einige allgemeine Verhältnisse herausgestellt, die durch spätere Arbeiten immer wieder bestätigt wurden, also allgemeine Beschaffenheit haben.

Zunächst ergab sich, daß es nicht allzu schwer ist, Reinheiten bis zu 0,9 zu erreichen. Der Rest von 0,1 besteht größtenteils aus Schwarz, dessen letzte Anteile sich nur sehr schwer entfernen lassen. Das macht sich schon bei weißen Flächen geltend; weißestes Papier enthält noch mindestens 0,15 Schwarz, die man übrigens kaum bemerkt, und frischgefallener Schnee hat 0,05 Schwarz. Ähnlich verhalten sich buntfarbige Flächen von großer Farbreinheit.

Solche Reinheiten sind aber auf die Farben Laubgrün, Gelb, Kress und Rot beschränkt. Die vier anderen Hauptfarben zeigen durchgängig viel geringere Reinheiten, die nur schwierig bis 0,6 gebracht werden können; meist wird kaum 0,5 erreicht. Dies ist ganz unabhängig von der chemischen Art der Farbstoffe; es liegt hier vielmehr eine natürliche Grenze vor, die anscheinend in der Beschaffenheit unseres Auges begründet ist. Zwischen beiden Gruppen sind kurze stetige Übergänge vorhanden.

Die Maler unterscheiden längst die beiden genannten Gruppen als warme und kalte Farben. Da durch den Zusatz von Schwarz auch die warmen Farben kälter werden, so erklärt sich, daß die mit natürlichem Schwarzgehalt versehenen Farben von vornherein kalt erscheinen.

Fig. 6.

Es kann noch die Frage aufgeworfen werden, wie sich die kalten Farben im unbezogenen Gebiet verhalten, wo es kein Schwarz gibt. Die Antwort ist, daß dort an Stelle des Schwarz die andere unbunte Farbe Weiß auftritt. Dieser Weißgehalt macht sich insbesondere am Seegrün geltend, das im Farbenhalb auffallend weißlich erscheint. Bei Veil und Blau ist dies nicht so deutlich. Die Angelegenheit bedarf besonderer Untersuchung.

Die spezifische Helligkeit der Farben. Von den Malern wird seit Jahrhunderten einstimmig Gelb als die hellste, Veil und Ublau als die dunkelste Buntfarbe bezeichnet, die beide dicht an die unbunten Extreme Weiß und Schwarz herankommen, sie jedoch nicht erreichen. Es liegt also hier eine besondere, von der absoluten Helligkeit oder Beleuchtung unabhängige Eigenschaft der Farben vor, die offenbar einerseits vom Farbton, andererseits vom Weiß- und Schwarzgehalt der Farbe abhängt.

Tatsächlich kann man an jeder Körperfarbe eine Eigenschaft messen, welche der Helligkeit oder Weiße der grauen Farben entspricht. Legt man eine Grauleiter auf eine beliebige buntfarbige Fläche, so erweist sich ihr Weiß jedenfalls heller, ihr Schwarz dunkler als deren Farbe. Es muß also dazwischen ein Grau geben, welches die gleiche Helligkeit hat. Man lernt bald von der Buntfarbe abzusehen und die Helligkeit mit der der Graustufen in Beziehung zu setzen, so daß man Helligkeitsmessungen wie an grauen Aufstrichen machen kann. Sie fallen nicht so genau aus wie letztere, sind aber genügend eindeutig. Viel genauer lassen sich solche Messungen im Halbschattenphotometer ausführen, wobei der Fehler nicht viel größer wird als der bei grauen Messungen. Die Erleichterung liegt darin, daß alsdann die Farben unbezogen erscheinen.

Da alle Körperfarben neben Vollfarbe Weiß und Schwarz enthalten, so ist ihre Helligkeit das Ergebnis des Zusammenwirkens der drei Bestandteile. Gemäß dem allgemeinen Grundsatz von der linearen Gestalt der Farbgleichungen haben wir auch die Helligkeit h einer jeden Farbe als die anteilige Summe aus der Helligkeit h_0 der Vollfarbe und der des vorhandenen Weiß, das die Helligkeit 1 hat, anzusetzen. Demgemäß ist $h = v h_0 + w$. Um v und w in unmittelbar gemessenen Größen auszudrücken, erinnern wir uns, daß $v = h_1 - h_2$ und $w = h_2$ ist. Daraus folgt $h_0 = \frac{h - h_2}{h_1 - h_2}$. Aus der Helligkeit der Körperfarbe und den beiden Messungen, welche zur Ermittelung des Weiß und Schwarz dienen,

kann man somit die spezifische Helligkeit h_0 der Vollfarbe berechnen, obwohl man eine solche nie unmittelbar beobachten kann.

Durch die Bestimmung der Größen h, h_1, h_2 an verschiedenen Farben gleichen Farbtons kann man die obige Gleichung prüfen, denn es muß für h_0 stets der gleiche Wert gefunden werden, unabhängig von der besonderen Mischung, in welcher der Farbton vertreten ist. Der Versuch hat diesen Schluß durchgängig bestätigt.

Es hat somit allgemeine Bedeutung, die spezifischen Helligkeiten der Vollfarben durch derartige Messungen festzustellen. Ich habe eine derartige Untersuchung bereits in den ersten Zeiten der messenden Farbenlehre an einem 100 teiligen Farbkreise durchgeführt. Das Ergebnis war einigermaßen unerwartet. Es stellte sich heraus, daß die Helligkeit nicht etwa stetig von ihrem höchsten Wert bei 00 bis zu ihrem tiefsten bei 50 abfällt und von dort wieder aufsteigt. Sondern diese allgemeine Bewegung ist unterbrochen durch Abwechselungen schnellen und langsamen Ab- und Anstieges. Es sind gleichsam Terrassen und Böschungen im Verlauf der Helligkeiten vorhanden, wodurch dieser ziemlich verwickelt ausfällt.

Aus diesen Messungen ergeben sich zwei Wege zur Prüfung der Lehre vom Farbenhalb. Zunächst folgt, daß die Helligkeiten je zweier Gegenfarben sich zu 1 ergänzen müssen, da diese aus zwei sich ergänzenden Anteilen des Spektrums bestehen. Da die Farben einzeln gemessen und berechnet worden waren, müssen alle Voraussetzungen, auf denen die Messung und Rechnung beruht, zutreffend sein, damit diese Forderung erfüllt ist. Tatsächlich ergab sich der Mittelwert der 50 unabhängig gemessenen Helligkeitssummen zu 1,014 statt 1,000. Die einzelnen Summen schwankten zwischen 0,91 und 1,06. Da die Werte gemäß der obigen Formel als Verhältnisse zweier Helligkeitsunterschiede erscheinen, haben die Versuchsfehler einen gesteigerten Einfluß, so daß solche Abweichungen zu erwarten waren. Auch fallen die Messungen in die erste Zeit meiner Arbeiten und enthalten noch Fehler, die ich später zu vermeiden gelernt habe. Das Ergebnis ist also eine Bestätigung.

Der zweite Weg ist folgender. Die Verteilung der Helligkeiten im Sonnenspektrum ist seit den grundlegenden Messungen von Fraunhofer vielfach untersucht worden und darf als bekannt angesehen werden. Aus diesen Messungen läßt sich die Helligkeit jedes Farbenhalbs als Bruchteil der Gesamthelligkeit des Spektrums ableiten, wobei man die Grenzen aller Farbenhalbe des 100-teiligen Kreises benutzt. Diese Werte müssen mit den aus den Helligkeitsmessungen an Körperfarben berechneten Werten für die Vollfarben übereinstimmen, wenn alle beiderseits gemachten Voraussetzungen richtig sind.

Die Durchführung des Vergleichs beider Reihen ergab wieder eine volle Bestätigung. Statt der Zahlen gebe ich in Fig. 6 eine zeichnerische Darstellung. Die punktierte Linie stellt den aus Körperfarben, die ausgezogene den aus Fraunhofers Messungen im Spektrum abgeleiteten Verlauf der Helligkeiten dar; als Grundlinie dienen die Nummern des Farbtonkreises. Es besteht kein Zweifel, daß es sich um dieselben Werte handelt, denn die Abweichungen sind nicht größer als sie bei Messungen zu erwarten waren, die um ein Jahrhundert auseinander liegen und auf so verschiedenen Wegen durchgeführt worden sind.

Da bisher alle Prüfungen, denen die Lehre vom Farbenhalb unterzogen wurde und die zum Teil auf sehr weitgehenden Schlußfolgerungen beruhten, bestätigend ausgefallen sind, so darf man diese Lehre mit Vertrauen der weiteren Arbeit zugrunde legen.

(Eingegangen am 1. November 1920.)

Quantitative Vorlesungsversuche.

Von W. E. Pauli.

(Schluß.)

7. Schwingungen einer Flüssigkeit im U-Rohr.

In einer U-förmig gebogenen Glasröhre kann gefärbtes Wasser hin und her schwingen.

Es bedeute: q den Querschnitt der Röhre,
h die Höhe der Niveaudifferenz,
δ das spez. Gew. der Flüssigkeit,
g die Erdbeschleunigung.

Bei einer Verschiebung eines Flüssigkeitsteilchens um ds wird eine Niveaudifferenz von $2\,ds$ bewirkt.

$$dh = 2\,ds.$$

Das Gewicht der einseitig überstehenden Flüssigkeitssäule bringt die Bewegungsenergie

$$m\frac{d^2s}{dt^2}$$

hervor; also

$$q \cdot h \cdot \delta \cdot g = m \cdot \frac{d^2h}{dt^2};$$

da $m = l \cdot q \cdot \delta$ ist, so wird

$$q \cdot l \cdot \delta \cdot \frac{d^2s}{dt^2} = q \cdot h \cdot \delta \cdot g.$$

oder:

$$\frac{1}{2} l \frac{d^2h}{dt^2} = g \cdot h.$$

Beispiel eines Versuches:

Der innere Durchmesser der Röhre betrug etwa 3 cm. l war gleich 106 cm; $h = 8$ cm.

Dann wird:

$$\frac{d^2h}{dt^2} = \frac{15696}{106} = 148 .$$

Es ist weiter zu setzen:

$$\frac{d^2h}{dt^2} = v .$$

$v = \frac{\lambda}{t}$, wo λ die Wellenlänge, t die Schwingungsdauer, v die Geschwindigkeit des Wellenzuges ist.

λ ist offenbar gleich $2l$, daher

$$t = \frac{2l}{148} = \frac{212}{148} = 1{,}42 \text{ Sekunden}.$$

Der Versuch ergibt:

in 30 Sekunden 21,5 Schwingungen,

also:

$$t = \frac{60}{43} = 1{,}40 \text{ Sekunden},$$

d. h. eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Wert.

8. Unabhängigkeit der Wärmeleitung der Gase vom Druck.

Daß die Gase innerhalb sehr weiter Grenzen vom Druck dieselbe Wärmeleitungsfähigkeit besitzen, läßt sich einfach zeigen, indem man die Abkühlungszeit eines Thermometers zwischen bestimmten Temperaturgrenzen beobachtet, bei Füllung des Apparates (Fig. 10) mit Luft (von 60 und von 5 mm Druck.[1]) Die Thermometerkugel ist von einer Glashülle umgeben, so daß man den Zwischenraum durch die Röhre R mit Gasen von verschiedenem Druck füllen kann (Konstruktion von Kundt und Warburg). Der Versuch wird folgendermaßen ausgeführt: Man projiziert die Skala und markiert auf dem Projektionsschirm zwei Skalenpunkte, etwa 10° und 20°, durch farbige Papierstreifen. Es wird dann die Hülle H durch Anheben eines kleinen Becherglases in heißes Wasser getaucht, so daß das Thermometer bis etwa 40° steigt. Dann wird an Stelle des Wassers eine Mischung aus Eis und Wasser gestellt, so daß also die Hülle auf die konstante Temperatur von 0° kommt. Mit einem Metronom mißt man die Zeit, welche der Quecksilberfaden braucht, um von 20° bis zu 10° zu fallen. Nun wird derselbe Versuch wiederholt, dabei aber die Luft in der Hülle auf einen Druck von ca. 10 mm gebracht; ein in die Druckleitung eingeschaltetes, gut sichtbares Manometer zeigt dem Auditorium die Höhe des Druckes an. Es ergibt sich dann mit großer Genauigkeit die Übereinstimmung der Abkühlungszeiten bei den verschiedenen Drucken.

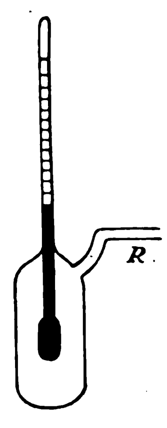


Fig. 10.

[1]) Um die Wirkung der Strömungen auszuschalten, benutzt man zweckmäßig niedrige Drucke.

9. Unabhängigkeit der inneren Reibung der Gase vom Druck. (Baedeker.)

Fig. 11 zeigt einen kleinen Apparat, der im wesentlichen aus einer horizontalen Metallscheibe M besteht, die um die vertikale Achse rotieren kann. Dicht über der Scheibe M ist eine ebenso große Glimmerscheibe G drehbar aufgehängt; durch die Reibung der Luft zwischen M und G wird G aus der Gleichgewichtslage herausgedreht. Die Größe der Drehung wird durch einen leichten horizontalen Zeiger Z mit deutlich sichtbarer Marke angegeben. Der Versuch kann in Gasen von verschiedenem Druck ausgeführt werden, indem über die beiden Scheiben ein Rezipient gestülpt wird. Die Luft wird durch die Zuführung A weggesaugt. Natürlich muß das Zahnradgetriebe, welches die konstante Umdrehungszahl der Scheibe M besorgt, ebenfalls luftdicht abgeschlossen sein. Dies wird so erreicht, daß das Zahnrad C, welches direkt mit M gekoppelt ist, luftdicht zwischen zwei (eingefetteten) Metallscheiben läuft; die untere dieser blankgeschliffenen Scheiben D ist zentral durchbohrt; an ihr ist die Führungsachse E, um welche M und C rotieren, aufgeschraubt. Von unten wird

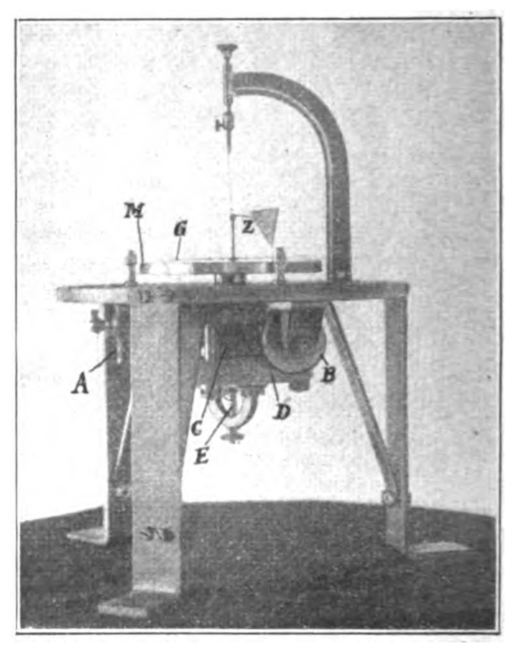


Fig. 11.

dann ein kleiner Rezipient über *E* auf *D* gesetzt, damit durch die Achsenlagerung keine Luft nach oben, d. h. in den größeren, über *G* gesetzten Rezipienten dringen kann.

Der Antrieb wird durch einen kleinen Elektromotor besorgt, *B* ist das Antriebsrad.

Man schaltet wieder ein Manometer in die Druckleitung ein. Es zeigt sich dann, daß bei konstanter Rotationsgeschwindigkeit von *M* die Ablenkung des Zeigers *Z* dieselbe bleibt innerhalb der genannten Druckintervalle.

10. **Absolute Messung von Potentialdifferenzen mit der Potentialwage.** (Baedeker.)

Diese Messung ist bekanntlich möglich, wenn zwei Platten von bekannter Größe in bekanntem Abstand (also eine bekannte Kapazität) zu einer derartigen Potentialdifferenz aufgeladen werden, daß die elektrische Anziehung der Platten eine bekannte Gegenkraft (Gewicht) gerade überwinden kann. Fig. 12 zeigt die Anordnung.

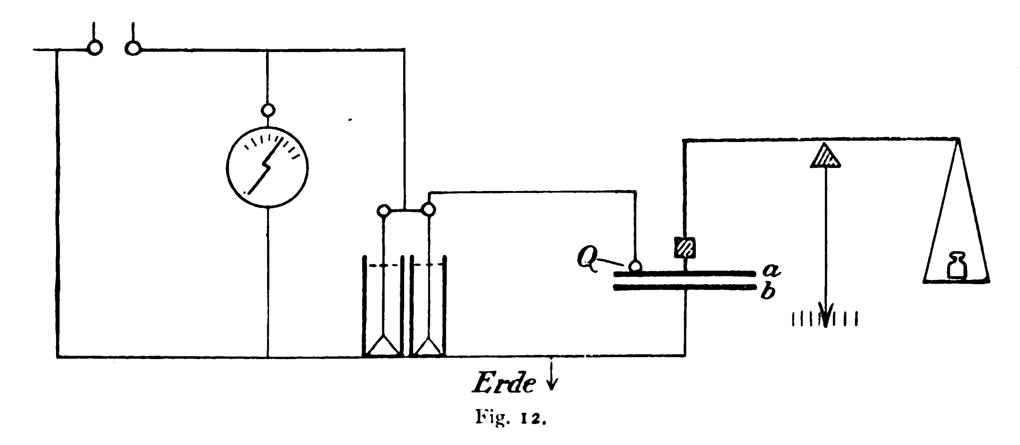


Fig. 12.

Die beiden Platten *a* und *b* bilden den bekannten Kondensator. Die obere Platte *a* ist isoliert, an dem einen Arm einer Wage aufgehängt, die Wage ist im Gleichgewicht. Der Abstand von *a* und *b* beträgt 1—2 mm. Die obere Platte *a* steht mit dem einen Pol einer Influenzmaschine in Verbindung, der Kontakt wird durch einen Hg-Tropfen *Q* hergestellt; der andere Pol ist geerdet. Eine oder zwei Leydener Flaschen sind *a* und *b* parallel geschaltet. Ein Braunsches Elektrometer zeigt die Potentialdifferenz zwischen *a* und *b* in zunächst willkürlichen Teilstrichen an. Skala und Zeiger werden projiziert.

Es bedeutet:

V die Potentialdifferenz in abs. Einheiten,
a den Abstand der Platten in cm,
f die Fläche der Platten in cm,
g die Erdbeschleunigung,
m die Masse des aufgelegten Gewichts.

So ist:

$$V = a\sqrt{\frac{8\pi mg}{f}}.$$

a wird einmal eingestellt und dann konstant gehalten; f war bei einem Versuch gleich 69,3 cm. Da außer m alle Größen in der Gleichung für V konstant sind, so ergibt sich:

$$V = \sqrt{m}\cdot\sqrt{\frac{8\cdot 3{,}14\cdot 981}{69{,}3}} = \sqrt{m}\cdot 18{,}9\cdot 0{,}14 \text{ abs. E.}$$

oder in Volt ausgedrückt:

$$V = \sqrt{m}\cdot 18{,}9\cdot 0{,}14\cdot 300 = \sqrt{m}\cdot 790 \text{ Volt.}$$

Mit anderen Worten: Es muß die Voltzahl mit $\sqrt{m}$, d. h. der Wurzel aus der aufgelegten Gewichtszahl, wachsen. Durch die entsprechenden Gewichte läßt sich dann die folgende Tabelle mit Genauigkeit verifizieren:

m	V in Volt	V el.-stat.
1 g	790	2,63
4 g	1580	5,27
9 g	2370	7,90

11. **Nachweis,**

daß das Verhältnis von elektrostatisch gemessener Stromstärke zu elektromagnetisch gemessener Stromstärke gleich $3\cdot 10^{10}$ ist:

$$\frac{i_{\text{el-stat}}}{i_{\text{el-magn}}} = 3\cdot 10^{10}.$$

Prinzip der Messung: Man erzeugt in einem ballistischen Galvanometer einen Ausschlag α, indem man eine gemessene Elektrizitätsmenge (ein bekannter Kondensator wird zu bekannter Potentialdifferenz aufgeladen) n mal in der Sekunde sich in den Galvanometerkreis entladen läßt. Denselben Ausschlag α erzeugt man mit Hilfe von

einem sehr schwachen galvanischen Strom und mißt i im ersten Fall in absolutem el.-statischen, im zweiten Fall in absolutem el.-magnetischen Maßsystem.

a) Elektrostatische Messung.

Die nebenstehende Schaltung zeigt die Versuchsanordnung (Fig. 13).

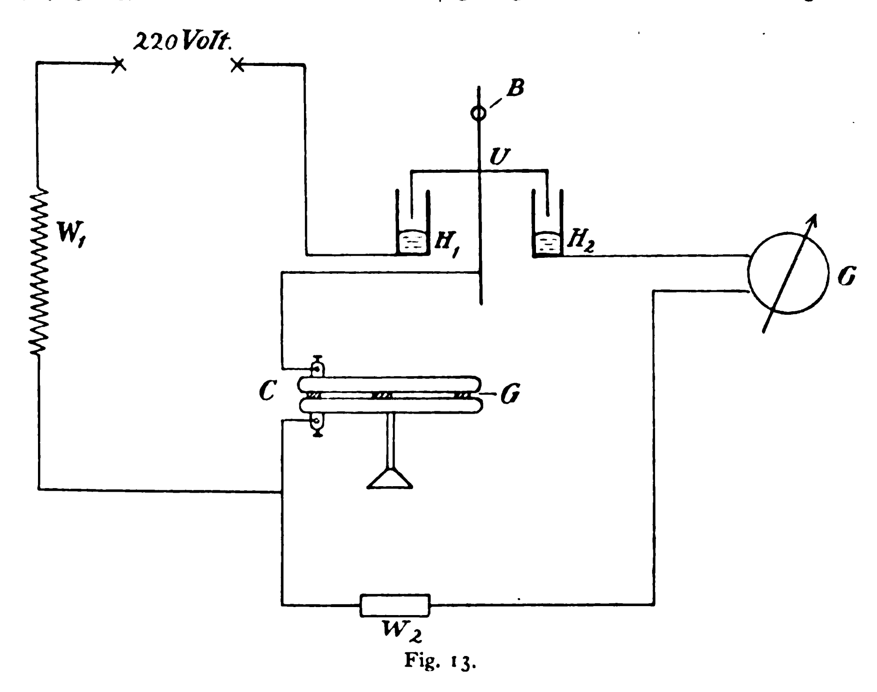


Fig. 13.

Der Kondensator C kann bei geeigneter Stellung des Unterbrechers U (Eintauchen des linken Metallstiftes in das Hg-Näpfchen H_1 auf 220 Volt aufgeladen werden. Taucht kurze Zeit später die rechte Metallspitze von U in H_2, so wird der Kondensator in das Galvanometer G entladen. Zur Sicherung sind die Widerstände W_1 uud W_2 in die Leitung eingeschaltet. Über die einzelnen Apparate ist folgendes zu sagen: Der Kondensator besteht aus zwei runden Messingplatten von ca. 19 cm Durchmesser. Die untere ist auf einen isolierten Fuß aufgesetzt. Zwischen beide Platten sind drei Quarzblättchen G gebracht von 0,492 mm Dicke. Der Unterbrecher U ist ein gewöhnlicher Pendelunterbrecher; die Schwingungsdauer des Systems kann durch Verstellen des Gewichtes B variiert werden. Quecksilbernäpfchen H_1, H_2 und die Metallfeder F sind auf einem Grundbrett montiert.

Das Galvanometer ist ein Drehspulengalvanometer von Siemens & Halske, mit Spiegelablesung und einer Empfindlichkeit von 10^{-9} Amp. bei einem inneren Widerstand von 250 Ohm. — Ein Nernstfaden wird durch eine Konvexlinse auf einer Skala abgebildet und an dem Spiegel reflektiert.

b) Elektro-magnetische Messung.

Fig. 14 zeigt wieder das Schaltungsschema: Ein Akkumulator dient als primäre Stromquelle. An den Enden des sehr kleinen Widerstandes W ($^1/_{100}\ \Omega$) liegt eine bekannte Potentialdifferenz, die berechnet wird mit dem Ohmschen Gesetz. Diese geringe Potentialdifferenz erzeugt in dem Galvanometerkreis einen Strom, der durch den eingeschalteten Widerstand W_1 reguliert wird und zwar so, bis der erhaltene Galvanometerausschlag gleich ist

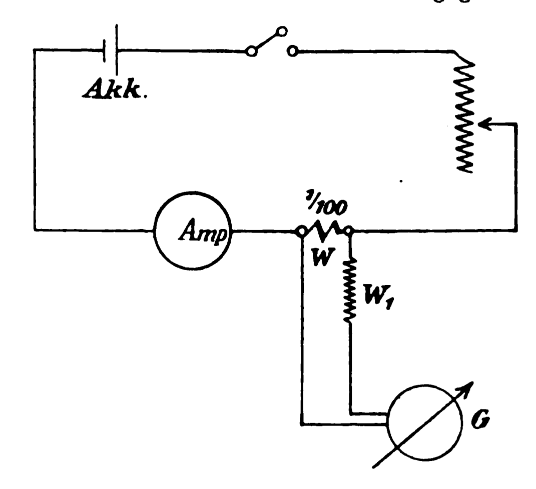


Fig. 14.

demjenigen bei der elektrostatischen Messung. Im Primärkreis (Akkumulatorenkreis) wird der Strom ebenfalls durch einen Rheostaten variiert uud am Amperemeter A abgelesen.

Beispiel eines Versuches und einer Berechnung:

α) Elektrostatisch.

Es war:

Plattenkondensator $f = 277$ cm², da
$r = 9{,}42$ cm

Quarzblättchen: Dicke = 0,492 mm

Daher: Kapazität $\frac{f}{4\pi a} = \frac{277}{12{,}55 \cdot 0{,}0492} = 448$ cm

Spannung = 220 Volt $\doteq$ 0,733 el.-stat. Einheiten. Der el.-stat. Strom wird daher: Menge mal Zeit, also:

$$i = 448 \cdot 0{,}733 \cdot 4{,}20 = 1389 \text{ el.-stat. Einheiten.}$$

(Der Kondensator wurde 4,2 mal in der Sekunde in den Galvanometerkreis entladen.)

Der hierdurch hervorgebrachte Ausschlag betrug $a = 30$ Skalenteile.

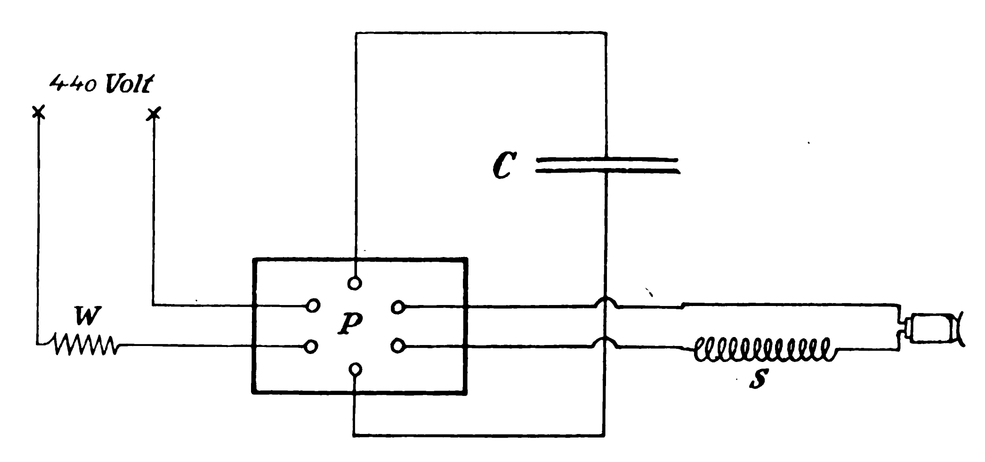


Fig. 15.

β) Elektromagnetisch.

An den Enden von W lag die Potentialdifferenz: 0,47 · 0,01 Volt, da das Amperemeter A 0,47 Ampere anzeigt; also war:

$$i = 0{,}047 \frac{10^{-2}}{10^4} = 4{,}7 \cdot 10^{-8}.$$

Daher hat man die Beziehung:

$$1389_{\text{el-stat}} = 4{,}7 \cdot 10^{-8}{}_{\text{el-magn}}$$

oder

$$\frac{i_{\text{el-stat}}}{i_{\text{el-magn}}} = \frac{1389}{4{,}7 \cdot 10^{-8}} = 2{,}93 \cdot 10^{10}.$$

12. Bestimmung der Schwingungszahl einer elektrischen Schwingung mit dem Telephon (nach M. Wien).

Man entladet durch eine Wippe eine Kapazität in einen Schwingungskreis, in dem ein Telephon und eine geeignete Selbstinduktion liegt. Kapazität und Selbstinduktion werden so groß gewählt, daß eine Schwingungszahl resultiert, die im Telephon eine gut wahrnehmbare akustische Schwingung erzeugt (400—500 Schwingungen/Sekunde). Der im Telephon erzeugte Ton wird direkt verglichen mit Stimmgabeln bekannter Schwingungszahl und seine Schwingungszahl so direkt bestimmt. Fig. 15 zeigt die Anordnung:

Durch die Wippe P kann der Kondensator C (Glimmerkondensator) auf 440 Volt aufgeladen werden. Die in C angesammelte Elektrizitätsmenge wird durch Umlegen der Wippe in den Telephonkreis entladen, in dem sich die Selbstinduktion S befindet: das Telephon gibt einen scharfen Ton bestimmter Höhe. Durch Vergleich mit geeigneten Stimmgabeln findet sich unmittelbar die Schwingungszahl.

Es sei ein Beispiel dafür angegeben:

Als Selbstinduktion wurde eine große Selbstinduktionsspule von 1,7 Henry benutzt; die Kapazität betrug in einem Fall 0,07 Mikrofarad. Es wird also:

$$T = 2\pi\sqrt{C \cdot L}, \quad n = \frac{1}{2\pi\sqrt{C \cdot L}}$$

$$n = \frac{1}{2 \cdot 3{,}14\sqrt{1{,}71 \cdot 7 \cdot 10^{+9-17}}} = \frac{10^4}{6{,}28\sqrt{12}}$$

$$n = 459/\text{Sek.}$$

Ein Vergleich mit einer Stimmgabel von 459 Schwingungen ergibt einen noch eben hörbaren Unterschied; wegen der Kürze der Dauer der Schwingung im Telephon ist ein Vergleich durch Schwebungen nicht möglich.

13. Quantitative Demonstration des Lenardschen Absorptionsgesetzes für Kathodenstrahlen.

Ein hierzu geeigneter Apparat ist vom Verfasser schon vor längerer Zeit konstruiert und veröffent-

licht worden[1]), eine eingehende Beschreibung erübrigt sich also hier. Der Versuch läßt sich am besten mit Luft von verschiedenen Drucken oder mit Luft und Kohlensäure von 760 mm Druck ausführen.

14. Objektive Darstellung der Reichweite von α-Strahlen (nach Przibam).

Der Versuch ist ausführlich beschrieben Wien. Ber. **121**, 1912, 221, er soll daher hier nur erwähnt werden. Es eignet sich vorzüglich zum Projizieren.

15. Demonstration der Halbwertszeit für Thoriumemanation.

Für die Messung von Halbwertszeit eignet sich Thoriumemanation besonders für Vorlesungen, denn der dafür in Betracht kommende Wert von 53,5 Sek. nimmt nicht allzuviel Zeit in Anspruch und ist andererseits groß genug, um die Deutlichkeit der Messung richtig hervortreten zu lassen.

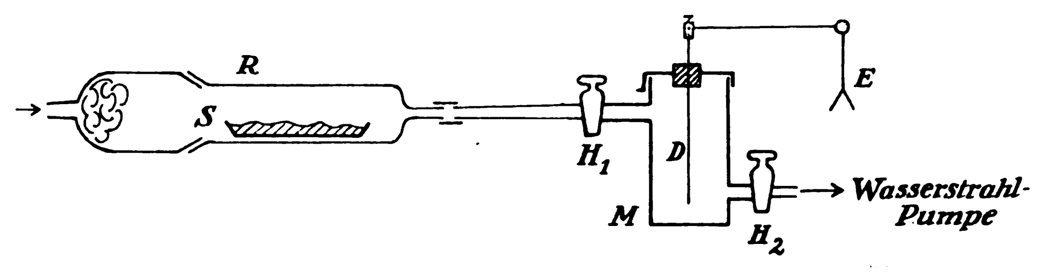


Fig. 16.

Die Anordnung wird durch Fig. 16 dargestellt: Der Metallzylinder M ist das Ionisationsgefäß, in welches die Emanation hineingesaugt wird. Der Draht D sitzt in Bernsteinisolation, seine Aufladung wird durch das Elektroskop E angezeigt (Projektion). Die Glasröhre R enthält Thoriumoxyd in einem Schälchen S. Der Versuch wird folgendermaßen ausgeführt: Man pumpt mittels Wasserstrahlpumpe M leer, bei geöffnetem Hahn H_2 und geschlossenem Hahn H_1. Dann wird H_2 geschlossen, H_1 langsam geöffnet, so daß die Emanation in M einströmen kann; nach Füllung wird H_1 wieder geschlossen. Mit einer Hochspannungsbatterie oder Zambonisäule wird E aufgeladen (ca. 500 bis 600 Volt) und nun die Anzahl der Teilstriche beobachtet, die das Blättchen wandert in 54 Sek.; kurz vor der 54. Sek. lädt man das Elektroskop wieder zur alten Divergenz auf, und nun wird wieder beobachtet, wieviel Teilstriche das Blättchen in 54 Sek. durchwandert; es ergibt sich mit großer Schärfe die Hälfte des zuerst beobachteten Wertes.

16. Darstellung der einfachen Farbenmischungsgesetze mit Hilfe zweier homogener Komponenten.[1])

Durch eine Konvexlinse L_1 wird ein Spalt A kräftig mit parallelem Licht beleuchtet; die Linse L_2 entwirft ein scharfes Bild von A auf dem Schirm W. Dicht hinter der Linse L_2 ist ein Gitter B aufgestellt, welches die beiden seitlichen Beugungsspektra erster Ordnung erzeugt. Es wird nun mittels eines Spiegels S (am besten Silberspiegel) eine Komponente aus dem Spektrum herausgegriffen (man bedeckt den Spiegel mit einem schwarzen Papier mit schlitzartigem Ausschnitt) und so reflektiert, daß er mit dem anderen Spektrum erster Ordnung zur Deckung kommt. Durch geringe Schrägstellung von S kann es erreicht werden, daß die reflektierte Komponente in der Höhe etwas gegen das Spektrum I verschoben ist, so daß die beiden sich mischenden Komponenten zum Teil nicht zusammenfallen, also noch zu sehen sind. Dreht man S, so läßt sich jede beliebige Komponente von Ia mit jedem Teil von I mischen. Das reflektierte Licht ist naturgemäß

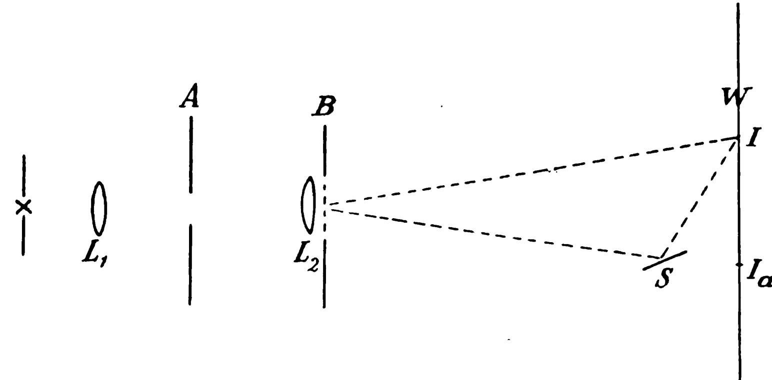


Fig. 17.

[1]) Zeitschrift für Instrumentenkunde 1910.

[1]) Dieser Versuch ist auch beschrieben in: W. F. Pauli und R. Pauli, Physiologische Optik 1918.

von etwas geringerer Intensität als dasjenige des Spektrums I. Man kann aber durch Drehen des Schirmes *W* (kleiner Handschirm) beide Intensitäten in jedem gewünschten Helligkeitsverhältnis erhalten. Es läßt sich mit dieser Anordnung ohne Schwierigkeit zeigen, daß

Rot + Blau — Violett = Purpur,
Rot + Grün = Gelb ist.

Ferner lassen sich die Intensitäten der beiden Komponenten so abgleichen, daß Rot + Grünblau = Weiß (Grau) erhalten wird. Zu bemerken ist, daß die Linse *L* eine ziemlich große Brennweite besitzen muß, etwa 90—100 cm. Die Entfernung von Gitter bis Schirm beträgt ca. 5 m.

17. Messung der Unterschiedsempfindlichkeit des Auges.

Die quantitative Bestimmung der Unterschiedsempfindlichkeit läßt sich einem Auditorium mittels der nebenstehend gezeichneten Scheibe (Fig. 18)

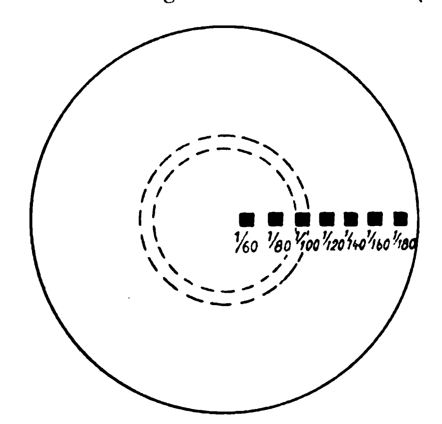


Fig. 18.

zeigen, die in Rotation versetzt werden kann. Auf der weißen Pappscheibe von ca. 40 cm Durchmesser sind schwarze rechteckige Papierstücke von gleicher Größe in der gezeichneten Weise aufgeklebt.

Jedes Papierstück stellt einen bestimmten Schwärzungsbetrag des dazugehörigen Kreisringes dar (in einem Fall gestrichelt gezeichnet). Es ist ersichtlich, daß der prozentuale Anteil der Schwärzung steigt, wenn man dem Kreismittelpunkt zugeht. Die Papierstücke wählt man zweckmäßig so groß, daß das innerste Stück etwa $^1/_{60}$ des zugehörigen Kreisringes ausmacht, das nächste etwa $^1/_{80}$, dann $^1/_{100}$, $^1/_{120}$ bis $^1/_{180}$. Bei der Rotation wird natürlich das Auge das äußerste Papierstück nicht wahrnehmen, d. h. es wird sich nicht ein graugefärbter Ring von der Fläche abheben, weil die Schwärzung hier prozentual zu gering ist.

Nach dem Mittelpunkt der Scheibe zugehend, wird man jedoch auf einen grauen Ring stoßen der sich zuerst von der weißen Fläche als solcher abhebt, und es ist ersichtlich, daß der Schwärzungsanteil die Unterschiedsempfindlichkeit direkt darstellt. Für normale Augen liegt diese Grenze bei $^1/_{100}$ bis $^1/_{120}$. (Im Hinblick auf die Genauigkeit aller photometrischer Messungen wichtig.)

18. Quantitative Bestimmung der Verschmelzungsfrequenz.

Der Versuch kann wieder mit einer rotierenden Pappscheibe ausgeführt werden. Die schraffierten Teile in nebenstehender Fig. 19 sind mit schwarzem (mattem) Papier überklebt. Bei steigender Rotationsgeschwindigkeit wird zuerst der äußere Ring zu „Flimmern" aufhören und als gleichmäßig graugefärbter Fläche erscheinen, dann wird der nächstinnere folgen und zuletzt wird erst der innere, aus zwei Hälften bestehende Kreis sich in ein gleichmäßiges Grau auflösen. Hat man eine bestimmte konstante Rotationsgeschwindigkeit erreicht, bei der der eine (äußere) Kreis gerade in eine gleichmäßige Graufärbung übergegangen ist, während der nächst-

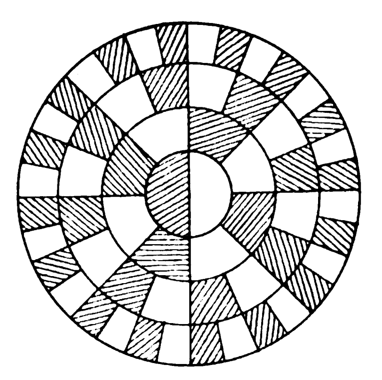


Fig. 19.

innere noch flimmert, so berechnet sich aus der Felderzahl des ersten Kreises und der Rotationsgeschwindigkeit (eingeschalteter Tourenzähler) die Flimmerfrequenz. Mit diesem Versuch läßt sich weiter leicht zeigen, daß die Flimmerfrequenz mit wachsender Helligkeit der Beleuchtung stark ansteigt.

19. Bestimmung der Wellenlänge von grünem Licht mit dem Beugungsgitter.

Die objektive Ausführung des subjektiven, so leicht zu machenden Versuches stößt auf die Schwierigkeit, da es an homogenen Lichtquellen von hinreichender Intensität fehlt. Selbst mit einer sehr helleuchtenden Bunsenflamme läßt sich der Versuch mit Natrium vor einem größeren Auditorium und bei nicht allzu kleiner Dispersion kaum durchführen. Nimmt man jedoch eine Quecksilberlampe als Lichtquelle und filtert die grüne Linse des Hg heraus, so kann man den Versuch

leicht mit hinreichender Genauigkeit quantitativ machen.

In Fig. 20 ist Hg die Lichtquelle, in ein Gehäuse eingebaut; die Linse L_1 beleuchtet den Spalt S. Hinter diesem steht das Filter, welches nur die grüne Linie $\lambda = 546\,\mu\mu$ durchläßt. L ist eine zweite Konvexlinse, welche den Spalt S scharf auf dem Schirm W abbildet. Hinter L wird das

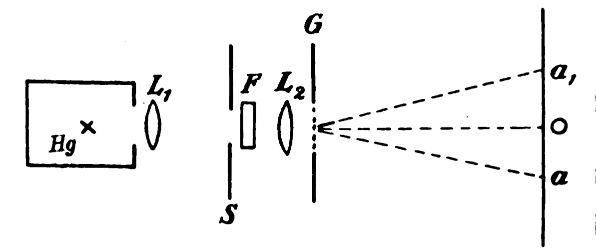


Fig. 20.

Gitter G aufgestellt, das erste Beugungsbild erscheint dann mit hinreichender Intensität bei a. Durch Ausmessen der Strecken $O\,a$ und $a\,G$ ergibt sich die gesuchte Wellenlänge, sofern die Gitterkonstante bekannt ist. Als Filter dient am besten und einfachsten das von der Firma Hilger, London, hergestellte Grünfilter.

Ist dasselbe nicht vorhanden, so kann an seiner Stelle ein Flüssigkeitsfilter benutzt werden, das aus zwei hintereinander aufzustellenden Lösungen (in planparallelen Glaströgen) besteht (Zeiß):

Lösung A: (Pikrinsäure — Kupfervitriolfilter)

Dest. Wasser	. .	300 g
Kupfervitriol	. .	50 g
Pikrinsäure	. .	1,8 g

Lösung B: (Die Didymfilter)

Dest. Wasser	. .	300 g
Didymnitrat	. .	60 g

Will man die blaue Linse (436) aus dem Quecksilberspektrum herausfiltern, so werden folgende zwei Flüssigkeitsfilter in den Skalengang eingeschaltet:

Lösung A: (Kupferoxydammoniakfilter)

Dest. Wasser	.	200 ccm
Ammoniak .	.	100 ccm
Kupfervitriol	.	15 g

Lösung B: (Chininsulfatfilter)

Dest. Wasser	.	300 ccm
Schwefelsäure	.	2 ccm
Chininsulfat	.	6 g.

(Eingegangen am 31. Juli 1920.)

Originalmitteilungen.

Über eine graphische Tafel der Luftdichten.

Von Walter Block.

An einer anderen Stelle hat der Verfasser ausführliche Tafeln mitgeteilt[1]), die die Werte der Luftdichte in ihrer Abhängigkeit von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit angeben, in der Genauigkeit, wie sie den vorliegenden Beobachtungszahlen entspricht. Diese Tafeln, die bei vielen Aufgaben der Physik und Technik gebraucht werden, sind dort genauer berechnet, als es für eine große Zahl von mehr praktischen Fällen notwendig ist und sie sollen hier deswegen in einfacherer und übersichtlicherer Form wiederholt werden, in einer Genauigkeit, daß überflüssige Rechnungen vermieden werden. Als Form der Darstellung bot sich von vornherein eine graphische, in der Art, daß die Linien gleicher Luftdichte in ihrer Abhängigkeit von Luftdruck und Temperatur gezeichnet wurden. Die dritte Variable, die Feuchtigkeit, läßt sich in praktisch ausreichender Weise, wie unten gezeigt wird, so einfügen, daß man sie als Korrektion für die Temperatur einführt. Zu diesem Zweck ist in einer sonst nicht gebräuchlichen Weise ein zweites Koordinatensystem hinzugefügt, das das Anbringen dieser Korrektion ohne jede Rechnung gestattet, und sofort die Abszisse liefert, die die wegen Feuchtigkeitseinfluß scheinbar veränderte Temperatur darstellt.

Die Luftdichte γ hängt ja mit der normalen Luftdichte γ_0 — bei 0°, 760 mm Barometerstand, normaler Schwerkraft, normalem Kohlensäuregehalt und völliger Trockenheit — der Temperatur t, dem Barometerstand b, und dem Feuchtigkeitsgehalt p in Prozenten in folgender Weise zusammen:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{b - p(1 - d)e_t}{760},$$

worin α den Ausdehnungskoeffizienten der Luft, d die Dampfdichte von Wasser und e_t die Spannkraft der Wasserdämpfe bei der Temperatur t bedeutet. Vielfache praktische Laboratoriumserfahrung hat nun gelehrt, daß man meistens ohne jede Berücksichtigung des nicht gerade großen Einflusses der Feuchtigkeit auskommt, wenn man mit einem Durchschnittwert von $p = 50\,\%$ arbeitet. Das ist auch hier geschehen, so daß die anderen Feuchtigkeitswerte gewissermaßen die Unterschiede gegen diesen Durchschnittswert geben.

[1]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1920, Heft 12.

Die obere Haupttafel der beigefügten Darstellung[1]) ist nun folgendermaßen entworfen: Aus obiger Formel folgt

$$b = A e_t + \frac{\gamma}{\gamma_0}(1 + \alpha t)760,$$

worin zur Abkürzung $p(1 - d) = A$ gesetzt ist. Damit kann man für bestimmte Werte von t und runde Werte von γ die zugehörigen Werte von b berechnen, und so einfach die Kurven gleicher Werte von γ entwerfen, die ja sehr nahe gerade Linien werden.

Nun handelt es sich noch darum, den Einfluß der Feuchtigkeit zu berücksichtigen. Das geschieht, wie schon angedeutet, so, daß man die Temperaturabszisse entsprechend verkürzt oder verlängert, wie es in dem unteren Koordinatensystem dargestellt ist. Man gelangt dazu auf folgendem Wege: Kürzt man $(1 - d)e_t$ mit ε_t ab, so entspricht eine Feuchtigkeit p' einer scheinbaren Temperatur t', selbstverständlich eine reine Rechnungsgröße, die so sich ergibt:

$$t - t' = \frac{\gamma_0}{\alpha \cdot \gamma \cdot 760}[p'\varepsilon_t' - p\varepsilon_t].$$

Also, bestimmten Werten von b, γ und p' entspricht eine scheinbar veränderte Temperatur t'. Statt nun diese veränderte Temperatur einzutragen, sind gewissermaßen die Maßstäbe der Temperaturabszissen in ihrer Abhängigkeit von der Feuchtigkeit verändert, und so ist die Ablesung erleichtert.

Man muß dabei aber beachten, daß die Temperatur t' auch in die rechte Seite der Gleichung eingeht. Das läßt sich ja in einfacher bekannter Weise durch eine erstmalige Näherungsrechnung mit völlig ausreichender Genauigkeit berücksichtigen. Eine einmalige Näherungsrechnung ist mehr wie hinlänglich. Auch eine Abhängigkeit von γ ist vorhanden. Diese umgeht man so, wie eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, daß man mit Durchschnittswerten von γ, die mit t veränderlich angenommen werden können, rechnet. Auch dabei entstehen keine praktisch wichtigen Fehler.

In das untere System sind also, in richtiger Lage zu dem oberen, die Linien gleicher scheinbarer Temperatur in ihrer Abhängigkeit von der Feuchtigkeit einzutragen. Die Anwendung der Tafel bedarf wohl kaum der Erläuterung. Der zufälligen Luftfeuchtigkeit (untere Ordinate) entsprechend sucht man die Stelle zwischen den Linien gleicher Temperatur, die der beobachteten entspricht, und hat damit die Abszisse für das obere System. Sie und die Ordinate des Luftdruckes im oberen System legen einen Punkt in dem Gebiet der Linie gleicher γ fest, der durch Interpolation auf 0,5 Einheiten (Milligramm pro Liter) den wahren γ-Wert gibt,

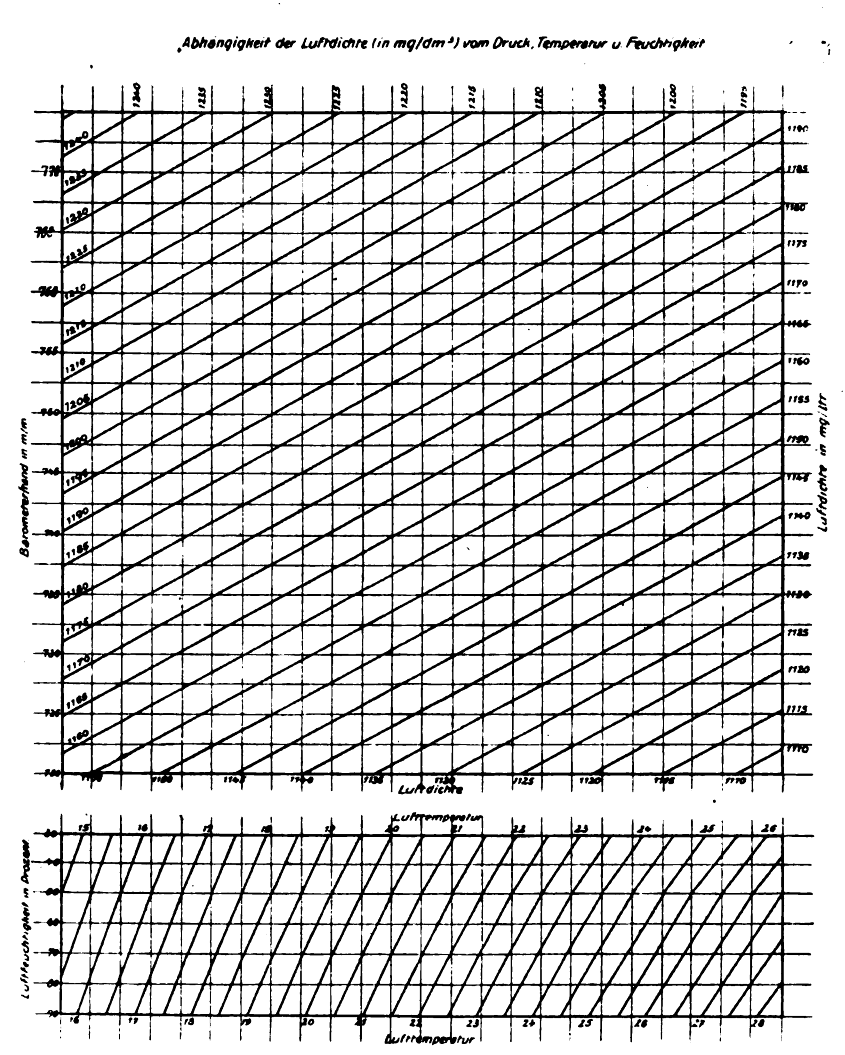


Fig. 1.

Streng genommen muß der Barometerstand

[1]) Diese Tafel wird demnächst im Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig, in größerem Maßstabe erscheinen, so daß sie unmittelbar zu Luftdichtebestimmungen benutzt werden kann.

vorher nicht nur auf 0° Celsius, was ja selbstverständlich ist, sondern auch auf normale Erdschwere umgerechnet werden. Indessen ist das praktisch wegen der Geringfügigkeit der Korrektion nicht nötig. In der oben angegebenen Abhandlung sind auch Tafeln dafür mitgeteilt.

Die hier abgedruckte Tafel umfaßt den Druckbereich von 720 bis 775 mm und den Temperaturbereich von 15° bis 27° bei Feuchtigkeiten von 30 % bis zu 90 %, ist also für die üblichen Temperaturen in Norddeutschland brauchbar. Eine ausführliche Zeichnung in den Bereichen von 670 mm bis 775 mm und 0° bis 30° wird gesondert veröffentlicht werden.

(Eingegangen am 13. August 1920.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Bader, H. G., Grundlagen der Flugtechnik. VIII und 194 S., 47 Fig. Teubner, Leipzig und Berlin 1920. Geh. M. 18,—, geb. M. 22,—.

Kuenen, J. P., Die Eigenschaften der Gase. VIII und 548 S. Akad. Verlagsges. m. b. H. Leipzig 1919. Geh. M. 65,—.

The Technical Review. A weekly summary of Developement and Progress of Engineering and Technology throughout the World. Nr. 1, 38 S. Oktober 1920.

The Radio-Review. A monthly record of scientific progress in Radiotelegraphy and telephony. 54 S., Nr. 13. Oktober 1920.

Graetz, L., Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. In 5 Bänden. Bd. III, Lief. 3, IV und 375 S., 156 Abb. Joh. Ambr. Barth, Leipzig 1920. M. 64,—. Bd. IV, Lief. 3, X und 650 S., 319 Abb. M. 84,—.

Mosler, H., Einführung in die moderne drahtlose Telegraphie und ihre praktische Verwendung. VIII und 240 S., 218 Fig. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. Geh. M. 24,—.

Isenkrahe, C., Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie. Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik. Heft 51, IV und 133 S. M. 6,— und Teuerungszuschlag.

Gullstrand, A., Über aspärische Flächen in optischen Instrumenten. Diss. 135 S., 10 Fig. Almqvist & Wiksells, Boktrycheri A. B. Stockholm 1920.

Besprechungen.

Vater, R., **Technische Wärmelehre** (Thermodynamik). Aus Natur- und Geisteswelt 516. 122 S., 46 Abb. 2. Aufl. neu hrsg. von Dr. Fritz Schmidt. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Das kleine Buch, das sich infolge der hervorragenden Gabe seines Verfassers, selbst schwierige Probleme gemeinverständlich darzustellen, einen sehr großen Leserkreis erworben hatte, ist von dem früheren Assistenten des leider verstorbenen Prof. Vater in fast dem gleichen Umfang und mit nur wenig verändertem Inhalt neu herausgegeben worden. Wir begrüßen es als eine der Schriften, die wirklichen Nutzen stiften, insbesondere weil es geeignet ist, das Verständnis des neben der Mechanik am weitesten greifenden Teiles der technischen Physik auch in die Kreise der Nichtfachleute zu tragen. Für eine neue Auflage wäre eine ausgedehntere Bahandlung des Kapitels „Wärmepumpe" erwünscht. R. Barkow.

Communications of Leiden. Suppl. Nr. 41 zu Nr. 145, 156, 1916—1917.

Es liegen hier Abhandlungen quantentheoretischer Richtung vor. In der ersten (Suppl. Nr. 41 a) diskutiert J. M. Burgers die Stabilität des Bohr-Debyeschen H_2-Modells und erhält Dispersionsformeln für Wasserstoff, welche mit der Erfahrung nicht übereinstimmen. Die zweite Abhandlung enthält Ausführungen von Burgers bzw. des Scherrerschen Modells eines einatomigen, der Quantentheorie entsprechend gebauten Gases. Die bedeutendste ist die dritte Abhandlung (Suppl. Nr. 41 c, d, e) von Burgers über die von Ehrenfest eingeführten adiabatischen Invarianten mechanischer Systeme. Es handelt sich hierbei um Größen, welche bei „adiabatischen" Zustandsänderungen „bedingt periodischer" Systeme unverändert bleiben; nach der Adiabatenhypothese sind die Quantenzahlen, welche den ursprünglichen Zustand festlegen, selbst solche Invarianten. Während der Begriff der „bedingt periodischen" Bewegungen aus der Himmelsmechanik in die Atomdynamik übernommen ist, stammt die „adiabatische" Zustandsänderung ihrer Bezeichnung nach aus der Thermodynamik; dabei erfolgt auch hier in der Quantentheorie der Übergang aus dem ursprünglichen in den endgiltigen Quantenzustand — durch Vermittlung dynamischer Gleichgewichtszustände — unendlich langsam. Die letzte Abhandlung (Suppl. Nr. 41 f.) stammt von G. Holst und betrifft die Kamerlingh-Ohnessche Form der Zustandsgleichung für Wasser und Ammoniak. Swinne.

Winkler, E., **Die Funkentelegraphie im Inlandverkehr des Einzelstaates.** 47 S. Karl Harbauer, Wien und Leipzig 1920.

Ein gedrängter Überblick über die Rolle, die die drahtlose Telegraphie im Nachrichtenverkehr des einzelnen Landes zu übernehmen berufen ist.

Im einzelnen wird behandelt: Die funkentelegraphische Vervielfältigung und Fernverteilung von Nachrichten der öffentlichen Verwaltungsbehörden und Sicherheitseinrichtungen; die Vermittlung im meteorologischen Dienste, des täglichen Lebens in Landwirtschaft und Verkehr sowie im Korrespondenzdienste der Tageszeitungen. Eine besonders wichtige Rolle spielt der Nachrichtendienst im Bank- und Börsenwesen, im Eisenbahn- und Schiffsverkehr, Handel, Industrie und Politik.

Das Büchlein ist wohl die erste Veröffentlichung, in der systematisch in zusammengedrängter Form die Entwicklungsmöglichkeiten der Funkentelegraphie untersucht werden. O. Betz.

Ulbricht, R., **Das Kugelphotometer** (Ulbrichtsche Kugel). VII und 110 S. mit 31 Textabb. und 3 Tfln. R. Oldenbourg, München und Berlin 1920. Geh. M. 24,— und Sortiments-T.-Z.

Nach einer kurzen geschichtlichen Zusammenfassung über die Entstehung des Photometers, die ersten Versuche mit ihm und die eigenen und fremden Veröffentlichungen über den Apparat gibt der Verfasser zunächst die Theorie des Instrumentes. Kurz zusammengefaßt, beruht das Photometer darauf, daß in einer innen weiß gestrichenen Kugel, in der sich eine Lichtquelle beliebiger Lichtverteilung an einer beliebigen Stelle befindet die Beleuchtungsstärke eines Elementes der inneren Kugelfläche proportional dem Gesamtlichtstrom der Lichtquelle ist, wenn nur dafür gesorgt wird, daß das Flächenelement nur von reflektierten Strahlen getroffen wird, also sich zwischen Lichtquelle und Flächenelement eine Blende befindet. Bringt man an die Stelle des Flächenelementes ein Fenster in der Kugel an und setzt darein die Milchglasscheibe irgendeines Photometers, so hat man in der Beleuchtungsstärke dieser Milchglasscheibe ein Maß für den Gesamtlichtstrom oder die mittlere räumliche Lichtstärke der Lichtquelle in der Kugel. Es werden nun sämtliche Fehlerquellen nach der Größe ihres Einflusses auf das Resultat der Messung eingehend behandelt. Sie haben ihren Ursprung erstens in Fremdkörpern

innerhalb der Kugel, meist in Gestalt von Armaturteilen der Lampe, zweitens in der Blende zwischen Meßfenster und Lichtquelle, drittens im Meßfenster und viertens im Anstrich der Kugel. Ein weiteres Kapitel ist der Messung der halbräumlichen Lichtstärke gewidmet, und zum Schluß werden noch Meßanordnungen und Meßverfahren, Bauweisen, abweichende Formen und besondere Anwendungen in zwei Kapiteln besprochen.

Wie der Verfasser im Vorwort selbst sagt, hat er den größten Wert auf eine umfassende Darstellung der Theorie des Instrumentes und sämtlicher äußerer Einflüsse auf das Meßergebnis und seine Genauigkeit gelegt, während er auf die Meßpraxis und den konstruktiven Aufbau nur kürzer eingeht. Es wird jedoch jeden, der das Instrument aus diesem Buche kennen gelernt hat, infolge der genauen Kenntnis der inneren Vorgänge, die er sich verschafft hat, leicht sein, selbst zu entscheiden, welche Richtlinien er beim praktischen Messen oder Aufbau eines solchen Apparates einzuhalten hat. Das Buch bietet in bequemer und erschöpfender Weise Gelegenheit sich zu informieren ohne auf die Originalarbeiten zurückgreifen zu müssen.

H. Schering.

Führt, R., **Schwankungserscheinungen in der Physik.** Sammlung Vieweg. Heft 48. VIII und 93 S. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. 4,50 M. und Teuerungszuschlag.

Die Lehre von den Schwankungserscheinungen, die auf dem Gebiete der kolloidalen Lösungen und der Radioaktivität zu so bemerkenswerten Resultaten geführt hat, wird in der vorliegenden Schrift zunächst vom rein mathematischen Standpunkt behandelt und dann auf fast alle Zweige der Physik angewandt. Es ist von größtem Interesse, hier ausführlich eine physikalische Theorie in ihren weitgehenden Folgerungen dargestellt zu finden, die auf Grund der atomistischen Auffassung aller scheinbaren Kontinua Ergebnisse liefert, welche erst zum geringen Teil bestätigt werden konnten und vielfach, so insbesondere auf dem Gebiet der Elektrizität, des Magnetismus und der Strahlung, noch einer Verfeinerung der Meßmethoden harren, bevor ihre Prüfung erfolgen kann. Es eröffnet sich hier ein weites Neuland der Forschung, zu dem der Autor dem Leser in übersichtlicher Weise den Weg bahnt. Es ist besonders zu begrüßen, daß im ersten Kapitel, welches die wahrscheinlichkeitstheoretischen Grundlagen behandelt, die abgeleiteten Formeln an Beispielen ausgezeichnet erläutert und gleichzeitig erprobt werden. Die mathematische Entwicklung dürfte bei der Fülle verschiedenartiger Größen, die eingeführt werden, nicht für jeden Experimentalphysiker leicht zu verfolgen sein. Eine etwas größere Ausführlichkeit wäre hier sicher vielen erwünscht. F. Henning.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Dresden. Die „Deutsche Werkstelle für Farbenkunde" in Dresden beabsichtigt, vom 3. bis 5. Dezember 1920 in Dresden einen Lehrer-Farbentag abzuhalten, auf dem über Mittel und Wege zur Einführung der Ostwaldschen Farbenlehre in den Unterricht beraten werden soll.

Frankfurt a. M. Zu Beginn des Sommersemesters 1920 wurde an der Universität Frankfurt a. M. zum ersten Male durch die Berufung von Dessauer das Gebiet der Physikalischen Grundlagen der Medizin in den Lehrplan aufgenommen, und zurzeit wird das neue, dieser Disziplin gewidmete Forschungs- und Lehrinstitut eingerichtet. In einer Zeit, da manche wissenschaftlichen Institute ihren Betrieb nur schwer aufrecht erhalten können, erweitert die technische Physik das Reich ihrer Forschung und Lehre auch offiziell auf Probleme, in die sie schon seit geraumer Zeit beträchtlich hineinwuchs, ohne daß diesem Vorgang an den Pflegestätten der Wissenschaft, den Universitäten, auch formell Rechnung getragen worden wäre.

Der große Wert der Chemie für die Medizin ist schon frühzeitig bekannt gewesen und hat Lehrstühle und Institute für medizinische Chemie, Pharmakognosie, physiologische Chemie, Nahrungsmittelchemie gebracht. Erst die neuere Zeit hat eine Wandlung gebracht durch die große, nicht mehr zu übersehende Entwicklung physikalisch-technischer Methoden für die medizinische Forschungspraxis. Während früher als Vertreter der Physik im Arsenal der Ärzte vielleicht eine galvanische Batterie und ein Induktorium anzutreffen waren, finden wir heute darin eine ganze Reihe physikalischer Apparate. Da sind zu nennen die Diathermieapparate, welche gestatten, mit Hilfe hochfrequenter Ströme dem Innern des Körpers Wärme zuzuführen; subtil ausgearbeitete Apparate zur Anwendung der Elektrizität (Galvanisation, Faradisation), zum Durchleuchten von Körperteilen (Endoskopie), zum Ausbrennen von Wunden und Wucherungen (Kaustik); dann Quellen kurzwelligen Lichtes, die Quarzlampen, die in verschiedenen Formen zur Bekämpfung zahlreicher Krankheitsformen, besonders auch der Tuberkulose beitragen. Das wichtigste Arbeitsfeld der physikalischen Technik liegt aber zurzeit auf dem Gebiet der Röntgen- und Radiumstrahlen. Es ist allgemein bekannt, von welcher Bedeutung die Röntgenstrahlen sind, sowohl um Krankheiten oder Verletzungen zu erkennen (Diagnostik) als auch für die Heilbehandlung (Therapie). Die Beispiele lassen sich unbegrenzt vermehren. Mechanotherapie und Heilgymnastik, Wärmetherapie, Klimatotherapie und Balneotherapie benutzen die Energieformen der Natur, die physikalischen Gesetze. So groß aber auch die Vorteile sind, welche die physikalischen Methoden bieten, so dürfen doch auch die Gefahren, die ihre Anwendung mit sich bringt, nicht übersehen werden, besonders nicht auf dem Gebiet der Röntgen- und Radiumstrahlung. Hier bedarf es einer exakten Dosierung; denn oft kann ein zu Wenig an Strahlung eine Verschlimmerung des Leidens herbeiführen, ein Zuviel aber Verbrennungen im Gefolge haben. So ist es einleuchtend, daß ein enges Zusammengehen zwischen Medizin und Physik im Heilwesen notwendig wird.

Frankfurt berief zum Vertreter des Faches Prof. Dr. Dessauer, der bisher in der Industrie schon 2 Jahrzehnte auf diesem Gebiete gewirkt hat. Dessauer hat z. B. das Problem der Röntgenmomentaufnahmen gelöst und hat es ermöglicht, eine röntgenographische Aufnahme des durchstrahlten Körpers in $^1/_{300}$ Sek. zu erreichen, also in Zeiten, denen gegenüber die periodischen Bewegungen (Herzschlag, Pulsstoß, Atmung) nicht mehr in Frage kommen. Dadurch rückte die Möglichkeit der Röntgenkinematographie in greifbare Nähe. Gemeinsam mit Amrhein konstruierte Dessauer einen Röntgenkinematographen, der gestattete, z. B. 6 Aufnahmen eines Herzschlags beim Menschen in 1 Sekunde herzustellen. Die Röntgenkinematographie ergab Aufschlüsse über die Bewegung des Herzens, die Verdauungsbewegung des Magens und Darmes, über den Schluckakt und andere physiologische Vorgänge. Außer apparattechnischen Arbeiten und Veröffentlichungen über einschlägige Fragen der Physik und Technik (Röntgenspektrum, Technik des Induktors und Unterbrechers, der Untersuchungsgeräte, der Strahlenmessung, Hochspannungsarbeiten) besteht Dessauers Lebenswerk in der Begründung und dem Ausbau der Tiefentherapie, d. i. der Erregung und Anwendung von durchdringenden Strahlen zur Bekämpfung tiefliegender Krankheitsherde. Er erkannte zuerst die Bedeutung der extrem harten, praktisch homogenen Strahlen. Aus dieser Aufgabe gingen die hochspannungstechnischen Arbeiten, insbesondere der bekannte Hochspannungstransformator mit getrennten Potentialen hervor.

Das Arbeitsprogramm des neuen Institutes ist einerseits die Heranbildung einer Generation von Ärzten, die — wie jetzt viele chemisch — nun auch physikalisch orientiert und mit physikalischer und technischer Denkweise und Arbeitsmethode vertraut sind, andererseits die Befassung von gut vorgebildeten Physikern und Vertretern der technischen



Physik mit Problemen der Medizin, die mit dem Methoden der Physik zu lösen sind. Denn durch die Entwicklung des Gebietes, die auch eine Entwicklung einer Industrie bedeutet, entstehen neue Arbeitsmöglichkeiten für Physiker und Techniker in erheblichem Umfang.

Die Aufgabestellung findet den Schwerpunkt der Lehrtätigkeit in Praktika und im Seminar. In erster Linie aber soll das Institut Forschungsinstitut sein und bleiben, um dem großen Zentralproblem der Beziehung zwischen Energie und organischem Leben von der physikalischen Seite aus nachzugehen. Als letzte Aufgabe hat das Institut die Ergebnisse seiner Forschung in solche Bahnen zu lenken, daß die Technik Nutzen aus ihnen ziehen kann. Aus der wissenschaftlichen Forschung heraus soll die Technik, die Apparate bauende Industrie gefördert werden.

Privatdozent Dr. Albert Bachem.

(Eingegangen am 15. Oktober 1920.)

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. phil. et med. Max von Laue wurde als ordentliches Mitglied der physikalisch-mathematischen Klasse der Akademie der Wissenschaften von der Preußischen Regierung bestätigt.

Berlin. Prof. Dr. Otto von Baeyer wurde zum ordentlichen Professor der Physik an der Berliner Landwirtschaftlichen Hochschule als Nachfolger von Prof. E. Regener ernannt.

Berlin. Privatdozent für Mathematik an der Berliner Technischen Hochschule Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. Leon Lichtenstein wurde zum ordentlichen Honorarprofessor ebenda ernannt.

Berlin. Oberregierungsrat Prof. Dr. Richard Wurtzel, Abteilungsvorstand in der Chem.-techn. Reichsanstaltt, ist in Berlin im 56. Lebensjahre plötzlich gestorben.

Greifswald. Prof. Dr. Friedrich Krüger in Danzig hat die Berufung auf den Lehrstuhl der Physik in Greifswald als Nachfolger von J. Stark angenommen.

Hannover. Dr.-Ing. Georg Dettmar, Generalsekretär des Verbandes deutscher Elektrotechniker, wurde zum ordentlichen Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Hannover berufen.

Heidelberg. Geh. Regierungsrat Dr. Gustav Rasch, früher ord. Professor an der Technischen Hochschule zu Aachen, wurde zum ordentlichen Honorarprofessor für das Grenzgebiet der Physik und Technik an der Heidelberger Universität ernannt.

München. Vom Bayer. Staatsministerium für Unterricht und Kultus wurde Dr. Jonathan Zenneck, ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule zu München, als Mitglied der Bayerischen Akademie der Wissenschaften bestätigt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Unser Schatzmeister Dr. Hausser hatte im Sommer ds. Js. infolge längerer Krankheit den ersten Vorsitzenden Dr. Gehlhoff mit seiner Vertretung betraut. Da er jedoch infolge Krankseins noch für längere Zeit nicht in der Lage sein wird, seinen Obliegenheiten als Schatzmeister nachzukommen, hat er sein Amt niedergelegt.

Der Vorstand und die Gesellschaft sprechen ihrem ausgeschiedenen bisherigen Schatzmeister den Dank dafür aus, daß er die Interessen der Gesellschaft energisch nach allen Richtungen, namentlich auch in der Zeit der Vorbereitung wahrgenommen hat. Sie wünschen ihm recht baldige Besserung, damit er wieder in der Lage ist, der Gesellschaft seine Kräfte aktiv zu widmen.

Satzungsgemäß hat der Beirat auf Vorschlag des Vorstandes Herrn Ing. Swinne bis zur nächsten Hauptversammlung beauftragt, die Schatzmeistergeschäfte zu führen. Herr Swinne hat diesen Auftrag angenommen.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am Freitag, den 3. Dezember 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Bergter spricht über „moderne Röntgentherapieröhren". Mit Demonstrationen.

Sitzung am Freitag, den 17. Dezember 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Hort spricht über „die Dynamik des Kreisels und ihre technischen Anwendungen". Mit Vorführungen und Lichtbildern. 2. Teil.

Sitzungen der Ortsgruppe Kiel.

1. Vorsitzender Richter.

Jahresversammlung am Montag, den 22. November 1920, abends $8^1/_2$ Uhr, in der Seeburg Kiel, Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Jahresbericht, Entlastung des Vorstandes, Neuwahl von 2 Beiratsmitgliedern, des 1. Vorsitzenden und des 1. Schriftführers.
2. Vortrag des Herrn v. Sanden über „die Druckkörper von Unterseebooten für große Tauchtiefen".
3. Mitteilungen von Herrn Simon über „eine neue Betriebsart von Kathodenröhrensendern".

Sitzungen der Ortsgruppe Hamburg.

Vorsitzender Dr. Schimank.

Sitzung am Donnerstag, den 11. November 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, im Chemischen Staatslaboratorium, Jungiusstraße 9.

Tagesordnung:

1. Geschäftliche Mitteilungen.
2. Vortrag von Herrn Paneth: „Radioelemente als Indikatoren von Physik und Chemie".

Sitzung am Donnerstag, den 26. November 1920, abends $7^1/_2$ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Hamburg, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

1. Satzungen.
2. Physikalische Demonstrationen der Herren Wasmus, Schröder, Schäfer, Möller.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Ausgeschieden.

Herr Dr. Rudolf Ewald, Charlottenburg, Goethestraße 77, ist ab 1. Januar 1921 zu streichen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. W. Beckmann, Berlin:

Herr B. Bastian, Studienrat, Berlin W. 15, Uhlandstraße 171.

Seitens des Herrn Dr. F. Bergter, Charlottenburg:
Herr Dr. G. Masing, Osramlampengesellschaft, Berlin W. 30, Nollendorfstraße 293.

Seitens des Herrn Dr. Erich Einsporn, Lichterfelde-West:
Herr cand. phys. Erich Brandt, Lichterfelde 3, Zehlendorferstraße 16.
Herr Dr. Herbert Schönborn, Lichterfelde 3, Holbeinstraße 43.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Commander Weymann P. Bechler, Berlin, Viktoriastraße 37.
Herr Otto Boese, i. Fa. J. Pintsch, Berlin NW. 23, Claudiusstraße 15.
Herr Prof. Dr. J. Clae, Technische Hoogeschool, Naturkundig Laboratorium, Bandoeng auf Java.
Firma Corning, Glass Works Corning, New-York.
Herr Geheimrat Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg, Hardenbergstraße 32a.
Herr Dr. V. Engelhardt, Friedenau, Taunusstraße 13.
Firma Eppens & Co., Berlin, Kurfürstenstraße 146.
Herr Dr. Beno Gutenberg, Darmstadt, Frankfurterstraße 58.
Herr Walter Hildebrand, Freiberg (Sachsen), Leipzigerstraße 7.
Behörde Inspektion für Waffen und Gerät, Abt. Bücherei, Berlin W. 15, Kaiserallee 216/18.
Herr Dr. Klughardt, Ernemannwerke, Dresden, Schandauerstraße 50.
Herr Dr. Meinel, Ernemannwerke, Dresden, Schandauerstraße 50.
Firma Radiologie Röntgenröhrenfabrik, Fürstenau-Berlin.
Herr Dr. Franz Rettig, Steglitz, Miquelstraße 31.
Herr Dipl.-Ing. Gustav Schmaltz, Offenbach a. M., Frankfurterstraße 79.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Gerdien, Berlin-Grunewald:
Herr Dr.-Ing. Georg Keinath, Charlottenburg, Königin Luisenstraße 4.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. L. C. Glaser, Berlin:
Herr Dr. phil. Hermann Fricke, Regierungsrat, Berlin-Westend, Nußbaumallee 33.

Seitens des Herrn Dr. R. Glocker, Stuttgart:
Herr cand. math. Richard Sanzenbacher, Stuttgart, Johannesstraße 97.

Seitens des Herrn Dr. W. Hammer, Freiburg:
Herr Dr. W. Friedrich, Privatdozent, Radiologisches Institut, Freiburg i. Br., Rheinstraße.
Herr Dr. N. Lyon, Ass. am Physikal. Institut, Freiburg i. Br., Hebbelstraße 33.
Herr Dr. H. Seemann, Röntgenabt. d. Inneren Klinik, Freiburg i. Br., Albertstraße 2.
Herr cand. math. et nat. F. Waibel, Ass. am Physikal. Institut, Freiburg i. Br., Hebbelstraße 33.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochschwender:
Herr Dipl.-Ing. Dr. Max Wildhagen, i. Fa. Badische Anilin- und Sodafabrik Mannheim, P. 7, 14a.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Firma Glühlampenfabrik Watt, A.-G. Wien XIX, Heiligenstädterstraße 134.
Herr Fabrikbesitzer Max Krüger, Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 125.
Herr Patentanwalt Dr.-Ing. B. Rülf, Cöln, Gereonhaus.
Herr Prof. Dr. W. Wilke, Universität Leipzig, Leipzig-Gohlis, Pölitzstraße 11 (für 1921).

Seitens des Herrn Ing. Karl Loss, Ludwigshafen a. Rh:
Herr Ing. Adolf Kaller, Mannheim, Lange Rötterstraße 74.

Seitens des Herrn Dr. G. Messtorff, Kiel:
Herr Dr. phil. nat. Fr. Lauster, Hannover, Listerstraße 38.

Seitens des Herrn C. Müller, Charlottenburg:
Herr Dr. Gustav Grossmann, Berlin NW. 27, Siegmundshof 2.

Seitens des Herrn Dr. Franz Rother:
Herr Dr. phil. Ludwig Schiller, Ass. am Physikal. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.

Seitens des Herrn Dr. H. Schulz:
Herr Dr. J. Salpeter, Wien XIX, Heiligenstädterstraße 134.

Seitens des Herrn Dr. O. Spieß, Charlottenburg:
Herr Physiker J. Seiler, Haselhorst bei Spandau, Gartenfelderstraße 11.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. phil. Rudolf Thaller, (M.-Abt. Wernerwerk, S. & H.), Siemensstadt, Hertzstraße 9.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. F. Thilo, Leipzig:
Herr Hans Reth, Studienrat an der Öffentlichen Handelslehranstalt zu Leipzig, Ötzsch bei Leipzig, Südstraße 4.

Seitens des Herrn Ing. Wuromus, Teltow:
Herr H. Moeser, Lichterfelde-Ost, Lorenzstraße 9.

Seitens des Herrn W. Zisch, Dahlem:
Herr Dr. J. Jaenicke, Lichterfelde, Margaretenstraße 37.
Körperschaft Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrotechnik, Dahlem, Faradayweg 4—6.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Herr cand. phil. Fritz Albrecht, Charlottenburg, Rückertstraße.
Herr Dr. Federlin, Assistent am Photo-Physik. Laboratorium der Techn. Hochschule Danzig.
Herr Dr. Paul Gmelin, Mannheim, Remershofstr. 23.
Herr Dr. C. Hahn, Mannheim-Rheinau, Heuweg 7.
Herr Paul Henkel, Studienrat, Berlin-Friedenau, Stierstraße 20.
Herr Erhard Krebs, Augsburg, Dammstraße 8 II.
Herr stud. math. Lammert, Hamburg, Finkenau 19.
Herr Ing. Möller, Signalgesellschaft m. b. H. Kiel.
Herr M. Neuburger, Wien IV, Karlsplatz 13.
Herr Dr. Nielsen, Signalgesellschaft m. b. H. Kiel.
Körperschaft Phys. Institut der Techn. Hochschule, Dresden.
Herr Ober-Ing. Renner, i. Fa. Neufeld & Kuhnke, Kiel.
Herr Dr. E. Schreiber, Neumühlen-Dietrichsdorf bei Kiel, Schönbergerstraße 108.
Herr Dipl.-Ing. Philipp Schuchmann, Berlin-Friedenau, Hertelstraße 5 III.
Herr Dr. Seidel, Torpedo- und Mineninspektion Kiel.
Herr Ing. Siegmund Strauss, Wien XVII, Pointengasse 5.
Herr cand. phil. Johannes Türk, Charlottenburg V, Fritschestraße 79.
Körperschaft Universitätsbibliothek, Leipzig. (Für das Jahr 1921.)

Adressenveränderungen.

Frau Dr. Olga Kudlac, Berlin NO., Große Frankfurterstraße 101.
Herr Dr. Wilhelm Müller, Zehlendorf, Annastraße 11.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Inhaltsverzeichnis 1920.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

A. Sachverzeichnis.

Allgemeines, Zuzammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Buchbesprechungen.

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die Rezensenten.

Technische Mathematik.

Allgemeine Physik.

Technische Mechanik.



Technische Festigkeitslehre.

Technische Hydrodynamik.

Technische Thermodynamik.

Technische Elektrizitätslehre.

Technische Optik.

Technische Akustik.

Technische Metallphysik.

B. Namensverzeichnis.

Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:
(A) = Verfasser eines mit Namen gezeichneten Aufsatzes oder Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches (unter Besprechungen oder Büchereingängen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für Technische Physik



